



Etude de la production des dimuons dans les collisions In-In dans l'expérience NA60 au CERN-SPS

Laurent Ducroux

► To cite this version:

Laurent Ducroux. Etude de la production des dimuons dans les collisions In-In dans l'expérience NA60 au CERN-SPS. Physique [physics]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2006. tel-00284465

HAL Id: tel-00284465

<https://theses.hal.science/tel-00284465>

Submitted on 3 Jun 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Habilitation à Diriger des Recherches

présentée le 06 Septembre 2006

devant l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD-LYON 1

par

Laurent DUCROUX

Étude de la production des dimuons dans les collisions In-In dans l'expérience NA60 au CERN-SPS.

M.	Guy	CHANFRAY	Président
M.	Olivier	DRAPIER	Rapporteur
M.	Paul	FORCE	Rapporteur
M.	Jean-Yves	GROSSIORD	
M.	Alain	GUICHARD	
M.	Enrico	SCOMPARIN	Rapporteur

Résumé

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent d'étudier les propriétés de la matière nucléaire soumise à des conditions extrêmes de température et/ou de pression. Dans ces conditions, celle-ci pourrait subir une transition de phase vers un nouvel état appelé : Plasma de Quarks et de Gluons (QGP). Un premier indice de la formation du QGP a pu être observé au SPS du CERN par l'expérience NA50 à travers la suppression anormale du taux de production du méson J/ψ , via sa désintégration en deux muons, dans les collisions $Pb - Pb$.

L'étude des paires de leptons joue un rôle crucial dans les expériences d'ions lourds. En effet, l'absence significative de ré-interactions avec l'environnement hadronique fait des dileptons une sonde idéale des premiers instants de la collision. De plus, les mésons vecteurs produits dans les collisions (ρ , ω , ϕ , J/ψ) peuvent être détectés à travers leur désintégration en paires de leptons.

L'expérience NA60, qui succède à NA50, étudie la production des dimuons dans les collisions $In - In$ à 158 GeV/c/nucléon. Les motivations de l'expérience ainsi que ses différentes étapes seront décrites.

Le dispositif expérimental de NA60 comporte dans la région cible du spectromètre à muons de NA50 un ensemble de détecteurs de pixels (le télescope de vertex) disposés dans un champ magnétique. Ils permettent d'accéder aux caractéristiques cinématiques des traces des muons avant leur passage dans l'absorbeur hadronique et de déterminer avec précision le vertex d'interaction. Ce télescope de vertex permet également de mesurer la distance dans le plan transverse passant par le vertex de chacun des muons de la paire par rapport au vertex. Cette capacité est essentielle pour séparer des phénomènes prompts de ceux provenant de la décroissance de résonances.

Nous présenterons une méthode de reconstruction des traces dans le télescope de vertex dans les collisions d'ions lourds basée sur l'Analyse en Composantes Principales (ACP).

Les principaux sujets d'étude de l'expérience NA60 décrits dans ce mémoire concernent les modifications du méson ρ dans le milieu dense et chaud créé par la collision, l'origine de l'excès de dimuons observé pour des masses intermédiaires entre celles du ϕ et du J/ψ et l'étude de la suppression anormale du J/ψ . En particulier, le taux de production du J/ψ est étudié en fonction de la multiplicité des traces dans le télescope de vertex. Pour chacun des sujets abordés, les résultats fournis par NA60 ont permis une avancée significative dans la compréhension de la physique des ions lourds aux énergies du SPS.

Table des matières

Introduction	1
1 Le QGP : Généralités	3
1.1 La transition de phase	4
1.1.1 Le déconfinement	4
1.1.2 Le modèle du sac	4
1.1.3 QCD sur réseau	7
1.2 Production et évolution du QGP	8
1.3 La production de dileptons dans les collisions d'ions lourds	10
1.3.1 Production directe de dileptons	10
1.3.2 Production indirecte de dileptons	12
1.3.3 Effet dans l'état initial	15
1.4 Étude d'une signature particulière du QGP : la production du J/ψ	16
1.4.1 Dissociation du J/ψ dans un QGP	17
1.4.2 Mécanisme de production du J/ψ dans les collisions nucléon-nucléon . .	19
1.4.3 La suppression "normale" du J/ψ dans la matière nucléaire au SPS . . .	20
1.4.4 Suppression anormale du J/ψ dans les collisions $Pb - Pb$ au SPS	22
1.4.5 Suppression du J/ψ à RHIC dans les collisions $Au - Au$	24
1.4.6 Comparaison des résultats de production du J/ψ avec différents modèles	25
1.5 Autres signatures du QGP	31
1.5.1 L'augmentation de l'étrangeté	31
1.5.2 Modification des résonances de basses masses	36
1.5.3 Production de photons et de dileptons thermiques	37
1.5.4 Modèle statistique de production de hadrons	39
1.6 Recherche du QGP au RHIC	41
1.6.1 L'atténuation des gerbes partoniques (" <i>jet quenching</i> ")	41
1.6.2 Corrélation azimutale des di-hadrons	43
1.6.3 Le flot elliptique	44
1.7 Recherche du QGP au LHC	47
1.7.1 LHC et les expériences	47
1.7.2 Étude de la production des quarkonia au LHC	48
1.7.3 Les gerbes	49

2	L'expérience NA60 : motivations et principales étapes	53
2.1	Motivations	54
2.2	Run test en $Pb - Pb$ en 2000	55
2.3	Expérience en protons d'octobre 2001	56
2.4	Expérience $p - A$ à 400 GeV de juin 2002	56
2.4.1	Télescope à vertex en micro-pistes de Silicium	57
2.4.2	Reconstruction du vertex d'interaction	59
2.4.3	Analyse des données	60
2.5	Expérience $Pb - Pb$ d'octobre 2002	63
2.5.1	Télescope de faisceau	63
2.5.2	Télescope à vertex en pixels de silicium	64
2.5.3	Le ZDC	65
2.5.4	Analyse des données	66
2.6	Expérience $In - In$ à 158 GeV/nucléon de 2003	68
2.7	Expérience $p - A$ de 2004	68
2.7.1	Le système de cibles	68
2.7.2	Spectromètre à muons	69
2.7.3	Le télescope à vertex	70
2.7.4	Période à 158 GeV	72
2.7.5	Période à 400 GeV	72
2.7.6	Conclusion	72
3	Le dispositif expérimental de l'expérience NA60	75
3.1	Vue d'ensemble du dispositif expérimental	76
3.2	Le faisceau	77
3.3	Le détecteur de contrôle du faisceau (BS)	77
3.4	Le système cible	79
3.5	Le spectromètre à muons	79
3.5.1	Les absorbeurs hadroniques	81
3.5.2	L'aimant toroïdal (ACM)	81
3.5.3	Les hodoscopes de déclenchement	83
3.5.4	Les chambres proportionnelles à fils (MWPC)	84
3.6	Le calorimètre à zéro degré (ZDC)	85
3.7	Le télescope à vertex (VT)	86
3.7.1	L'aimant dipolaire (PT7)	87
3.7.2	Les plans de trajectographie	87
3.7.3	Performances	90
3.8	Le compteur d'interactions (IC)	90
3.9	Architecture de l'acquisition	91
4	NA60 : les données $In - In$ et leur analyse	93
4.1	Traitement des données	94
4.2	Détermination du vertex d'interaction	94
4.3	Le bruit de fond combinatoire	96
4.3.1	Évaluation à partir des dimuons de même signe	97
4.3.2	Évaluation à partir du mélange d'événements	98
4.4	Mise en concordance des traces entre télescope à vertex et spectromètre à muons	99
4.4.1	Procédure	99
4.4.2	Bruit de fond lié aux fausses associations	100

5	L'analyse en Composantes Principales	103
5.1	Introduction	104
5.2	Analyse en composantes principales	104
5.2.1	Principe	104
5.2.2	Pourcentage cumulé de la variance totale	106
5.2.3	Critère de sélection des traces	106
5.3	Simulation de l'expérience $In - In$	106
5.3.1	Paramètres de la simulation	107
5.4	Exemples d'ACP	109
5.4.1	ACP sur deux stations	109
5.4.2	ACP sur onze stations	115
5.5	Application de l'ACP à la reconstruction des traces	116
5.5.1	Algorithme	116
5.5.2	Contraintes additionnelles sur la méthode	117
5.5.3	Traitement sur les traces effectué après l'ACP	120
5.6	Comparaison avec la méthode standard de reconstruction	123
5.6.1	Présentation de la méthode standard	123
5.6.2	Résultats de la comparaison	126
5.7	Temps de reconstruction	131
5.8	Application aux données $In - In$	131
5.9	Conclusion	135
6	Résultats NA60 en collisions $In - In$: basses masses et masses intermédiaires	137
6.1	Basses Masses : la fonction spectrale du ρ	138
6.1.1	Introduction	138
6.1.2	Mesure du spectre basses masses en collisions $In - In$	139
6.1.3	Analyse des résultats	140
6.1.4	Comparaison de l'excès avec les prédictions théoriques	145
6.1.5	Modèle de Rupper et Renk (RR)	149
6.1.6	Approche de la brisure de la symétrie chirale	149
6.1.7	Conclusion	150
6.2	Basses Masses : le puzzle du ϕ	152
6.3	Masses intermédiaires : la nature de l'excès	155
6.3.1	Analyse standard "à la NA50"	155
6.3.2	Analyse en tenant compte des "offsets" des muons	156
7	Résultats NA60 en collisions $In - In$: région du J/ψ	161
7.1	Introduction	162
7.2	Sélection des événements	163
7.2.1	Sélection des données	163
7.2.2	Sélection de la centralité	163
7.2.3	Stabilisation du signal de déclenchement dimuon	164
7.2.4	Sélection par le IC	164
7.2.5	Sélection par le BS	165
7.2.6	Sélection de la cible d'interaction	166
7.2.7	Coupures cinématiques	166
7.2.8	Sélection pour les PC et les VT dimuons	166
7.3	Analyse standard de la production du J/ψ	167
7.3.1	Méthode	167

7.3.2	Résultats	172
7.4	Analyse de la production du J/ψ avec le VT	174
7.4.1	Principe de la méthode	174
7.4.2	Sélection des données	174
7.4.3	Analyse des PC dimuons avec une seule cible	174
7.4.4	Analyse des PC dimuons en sommant toutes les cibles	177
7.4.5	Analyse des VT dimuons en sommant toutes les cibles	182
7.5	Analyse de la production du J/ψ avec le ZDC	183
7.6	Comparaison des résultats obtenus avec le VT et le ZDC	185
7.7	Comparaison avec les modèles théoriques	185
7.7.1	Modèle des co-voyageurs	185
7.7.2	Modèle de dissociation et régénération	186
7.7.3	Modèle de percolation	187
7.8	Conclusion	187
Conclusion		189
Bibliographie		191
A Le modèle de Glauber		199
A.1	Quelques définitions	200
A.2	Probabilité d'interaction et section efficace de biais minimum	201
A.3	Nombre de collisions et nombre de participants	201
A.4	Section efficace des processus durs	201
A.5	Production du J/ψ et absorption nucléaire	202
A.6	Calcul des valeurs moyennes de L et de N_{part}	203
A.7	Relations entre mesures expérimentales et centralité	203
A.7.1	Calorimètre à zéro degré (ZDC)	203
A.7.2	Télescope à vertex (VT)	204
B Notes Na60		207
B.1	A method for track parametrization in the NA50 pixel detector	207
B.2	A method for track recognition in the NA50 pixel detector	216
B.3	A method for track recognition in the NA50 pixel detector (II)	227
B.4	Track reconstruction in the NA60 vertex telescope using the principal component analysis method	236

Introduction

La théorie de l'interaction forte (QCD) prévoit que la matière ordinaire soumise à des conditions de température et de densité extrêmes pourrait subir une transition de phase vers un nouvel état : le plasma de quarks et de gluons (QGP). Dans cette situation, quarks et gluons se déplaceraient librement sans être contraints au volume du nucléon dont ils proviennent. On pourrait donc retrouver un état de la matière qui, pense-t-on, existait dans les premières microsecondes après le Big-Bang.

Cette perspective fascinante peut être réalisée en laboratoire. En effet, les densités d'énergie nécessaires pour provoquer cette transition de phase peuvent être atteintes dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Aussi, depuis une trentaine d'années, des expériences ont lieu au CERN et au BNL-RHIC pour tenter de créer ce plasma de quarks et de gluons. Des indices en faveur de sa formation ont été obtenus dans ces laboratoires. Dans le futur, un nouvel accélérateur, le LHC, permettra d'atteindre des densités d'énergies très importantes, bien au-delà de celles nécessaires pour atteindre la transition de phase.

Ces expériences explorent de multiples signaux. Parmi ces derniers, la résonance J/ψ (état $c\bar{c}$) a été présentée très tôt comme une sonde de la formation d'un QGP. En effet, en présence d'un plasma, son taux de production doit fortement diminuer en raison d'un effet d'écran de la force de couleur qui empêche la formation de l'état lié $c\bar{c}$. Cette étude a été faite au CERN par les expériences NA38/NA50 en exploitant le canal de désintégration en paires de muons. Elle a été poursuivie à plus haute énergie au RHIC. Il a été effectivement constaté une diminution du taux de production du J/ψ ("production anormale") dans les collisions d'ions les plus lourds. La variable physique responsable de ce résultat reste inconnue. D'autres résultats importants ont été obtenus par les expériences du CERN : une surproduction de paires e^+e^- à basse masse (0,2 - 0,7 GeV/c²) et de paires $\mu^+\mu^-$ entre le ϕ et le J/ψ (région des masses intermédiaires), sans qu'il soit possible de déterminer exactement le mécanisme physique à l'œuvre.

C'est pour répondre à ces questions qu'une nouvelle expérience au CERN, NA60, a été proposée. Elle est une continuation de l'expérience NA50 et complète son dispositif expérimental par un ensemble de détecteurs pixels au silicium disposés dans un champ magnétique après la cible d'interaction. Ce sont les principaux résultats obtenus par cette expérience en collisions $In - In$ à 158 GeV/c/nucléon qui seront décrits dans ce document.

Un premier chapitre présente la physique du plasma de quarks et de gluons ainsi que les résultats expérimentaux les plus marquants. Le chapitre 2 expose les motivations physiques et les

principales étapes de l'expérience NA60. Le dispositif expérimental sera décrit dans le chapitre 3 et le traitement des données dans le chapitre 4. Une méthode de reconstruction des traces du détecteur de vertex, basée sur l'analyse en composantes principales, sera discutée en détail au chapitre 5. Les résultats obtenus dans la région des basses masses et des masses intermédiaires seront présentés au chapitre 6. Enfin le chapitre 7 donnera une description des résultats sur le J/ψ .

Le Plasma de Quarks et de Gluons : Généralités

Sommaire

1.1	La transition de phase	4
1.1.1	Le déconfinement	4
1.1.2	Le modèle du sac	4
1.1.3	QCD sur réseau	7
1.2	Production et évolution du QGP	8
1.3	La production de dileptons dans les collisions d'ions lourds	10
1.3.1	Production directe de dileptons	10
1.3.2	Production indirecte de dileptons	12
1.3.3	Effet dans l'état initial	15
1.4	Étude d'une signature particulière du QGP : la production du J/ψ	16
1.4.1	Dissociation du J/ψ dans un QGP	17
1.4.2	Mécanisme de production du J/ψ dans les collisions nucléon-nucléon	19
1.4.3	La suppression "normale" du J/ψ dans la matière nucléaire au SPS	20
1.4.4	Suppression anormale du J/ψ dans les collisions $Pb - Pb$ au SPS	22
1.4.5	Suppression du J/ψ à RHIC dans les collisions $Au - Au$	24
1.4.6	Comparaison des résultats de production du J/ψ avec différents modèles	25
1.5	Autres signatures du QGP	31
1.5.1	L'augmentation de l'étrangeté	31
1.5.2	Modification des résonances de basses masses	36
1.5.3	Production de photons et de dileptons thermiques	37
1.5.4	Modèle statistique de production de hadrons	39
1.6	Recherche du QGP au RHIC	41
1.6.1	L'atténuation des gerbes partoniques (" <i>jet quenching</i> ")	41
1.6.2	Corrélation azimutale des di-hadrons	43
1.6.3	Le fbt elliptique	44
1.7	Recherche du QGP au LHC	47
1.7.1	LHC et les expériences	47
1.7.2	Étude de la production des quarkonia au LHC	48
1.7.3	Les gerbes	49

Depuis une trentaine d'années, les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont utilisées pour étudier les propriétés de la matière soumise à des conditions extrêmes de température et/ou de pression. La chromodynamique quantique, théorie de l'interaction forte, prédit dans ces conditions l'existence d'une transition de phase entre la matière ordinaire et ses constituants, quarks et gluons, le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP). Dans ce chapitre, nous rappellerons les principales caractéristiques du Plasma de Quarks et de Gluons, cet état où les quarks et les gluons (partons) sont déconfinés et en équilibre thermodynamique. Les premiers indices de la formation du Plasma de Quarks et de Gluons ont pu être observés au SPS du CERN notamment par l'expérience NA50 à travers la suppression anormale du méson J/ψ dans les collisions $Pb - Pb$, mesurée via le canal de désintégration en paires de muons du J/ψ . Après avoir présenté les différents types de mécanismes pouvant conduire à la production de dimuons, nous discuterons du J/ψ en tant que signature du plasma et nous détaillerons les résultats obtenus ainsi que les différents modèles permettant de les interpréter. D'autres signatures du QGP ont pu être observées soit auprès du SPS, soit par la suite auprès du RHIC et seront décrites. Enfin, nous terminerons par les informations nouvelles que pourraient amener les sondes dures (gerbes, états $b\bar{b}$) au LHC.

1.1 La transition de phase

1.1.1 Le déconfinement

La matière nucléaire ordinaire qui compose les noyaux des atomes est constituée de nucléons : les protons et les neutrons. La matière hadronique, dont les nucléons font partie, est elle-même formée d'un assemblage de deux (mésons) ou trois (baryons) quarks et antiquarks confinés à l'intérieur des hadrons. Chaque quark possède une caractéristique particulière appelée charge de "couleur". Les quarks interagissent entre eux par l'intermédiaire des gluons, bosons vecteurs de l'interaction forte qui modifient leurs charges de couleur. Les hadrons sont des assemblages neutres de couleur et les quarks et les gluons qui les constituent sont confinés dans leur volume. La théorie qui régit l'interaction forte est la chromodynamique quantique (QCD). Elle prédit que si la densité d'énergie augmente, par accroissement de la température et/ou la densité de matière, la matière nucléaire doit subir une transition de phase vers un nouvel état : le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP) dans lequel les partons (les quarks et les gluons) ne sont plus confinés à l'intérieur des hadrons. Cette transition de phase serait apparue quelques micro-secondes après le Big Bang et un tel milieu déconfiné pourrait se trouver dans le cœur des étoiles à neutrons. On peut décrire cette transition dans le cadre d'un modèle phénoménologique, le modèle du sac, ou bien dans celui plus complexe de la QCD non-perturbative. Les deux approches sont présentées succinctement ci-dessous.

1.1.2 Le modèle du sac

Les principales caractéristiques du confinement des quarks à l'intérieur des hadrons sont décrites par le modèle phénoménologique du sac du MIT ("*Massachusetts Institute of Technology*") [Chodos 74, Detar 83]. Dans ce modèle, les quarks sont considérés comme des particules de masse nulle à l'intérieur d'un sac de dimension finie et de masse infinie à l'extérieur de ce dernier. On obtient ainsi un domaine de vide QCD perturbatif séparé du "vrai" vide QCD (où le condensat de quarks est nul) par une barrière de potentiel infini comme on peut le voir dans la figure 1.1.

Dans ce modèle, le confinement résulte de l'équilibre entre la pression B du sac correspondant à celle exercée sur le milieu par le vide de QCD qui l'entoure et celle provenant de l'énergie cinétique des quarks. On peut avoir une estimation de B en considérant un système de trois quarks

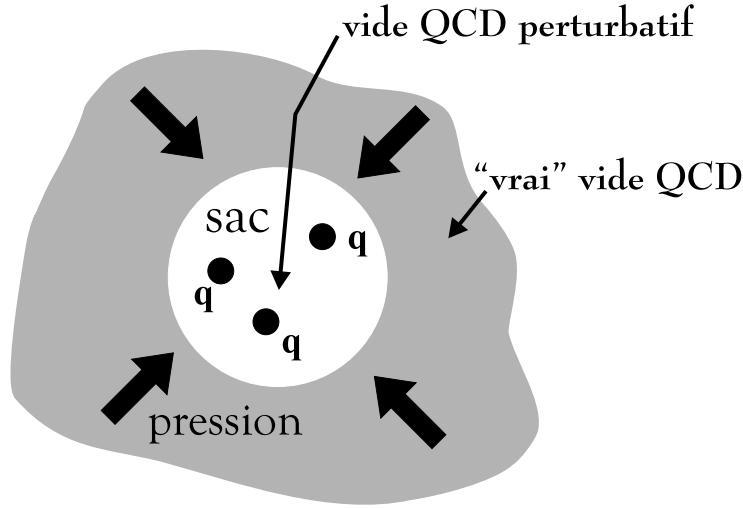


Figure 1.1 : Représentation schématique du modèle du sac.

de masse nulle dans une cavité sphérique de rayon R . L'énergie de ce hadron est la somme de l'énergie cinétique des quarks C/R ($C = 2,04 N$ où N est le nombre de quarks) et d'une énergie de volume associée à la pression du sac :

$$E = \frac{C}{R} + \frac{4\pi}{3} R^3 B \quad (1.1)$$

L'équilibre du système est obtenu en minimisant E par rapport au rayon R du sac, ce qui donne :

$$B^{1/4} = \left(\frac{C}{4\pi} \right)^{1/4} \frac{1}{R} \quad (1.2)$$

Avec $R = 0,8$ fm pour un système de trois quarks (baryons), la valeur de la pression du sac est $B^{1/4} \sim 200$ MeV. Avec ce modèle simple, on comprend facilement comment une transition de phase peut apparaître. En effet, si la pression cinétique à l'intérieur du sac dépasse celle du sac (par chauffage et/ou compression du système), celui-ci ne peut plus contenir les quarks. Dans ces conditions, une nouvelle phase de la matière est créée, composée de quarks et de gluons non confinés. Pour obtenir les caractéristiques thermodynamiques du déconfinement, on considère pour les deux phases (hadronique et plasma) un système de particules en équilibre thermique à densité baryonique ρ (et potentiel chimique μ) nulle et à température T finie. Pour la phase hadronique à basse température, on prendra un système contenant uniquement des pions, et pour simplifier encore, des pions de masse nulle. Pour la phase plasma à haute température, on traitera le cas d'un ensemble de quarks et de gluons sans interaction (QCD perturbatif) auquel on rajoutera l'énergie B nécessaire pour créer ce milieu non perturbatif. Une transition de phase aura lieu lorsque la pression P_{QGP} du QGP sera supérieure à la pression P_π du gaz de pions.

On peut calculer la densité d'énergie ε et la pression P dans les deux phases à l'aide des relations suivantes :

$$\varepsilon = g \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} p f(p) \quad P = g \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} p \cos(\theta) f(p) \quad (1.3)$$

où g représente le facteur de dégénérescence des états et $f(p)$ la probabilité d'occupation d'un état d'impulsion p à la température T donnée par :

$$f(p) = \frac{1}{e^{p/T} \pm 1} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} + & \text{pour les fermions } (q, \bar{q}) \\ - & \text{pour les bosons (pions, gluons)} \end{cases} \quad (1.4)$$

– Pour un gaz de pions de masse nulle on trouve :

$$\varepsilon_\pi = 3 \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad P_\pi = \frac{\varepsilon_\pi}{3} = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (1.5)$$

où le facteur de dégénérescence $g = 3$ car le pion a trois états de charge (π^+ , π^0 , π^-).

– Pour le plasma de quarks et de gluons on a :

$$\varepsilon_{QGP} = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4 + B \quad P_{QGP} = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B \quad (1.6)$$

où le facteur de dégénérescence $g = 37^1$ car il faut prendre en compte les différents états à une particule correspondant aux quarks et aux gluons.

La figure 1.2 montre l'évolution de la pression en fonction de la température pour les deux phases.

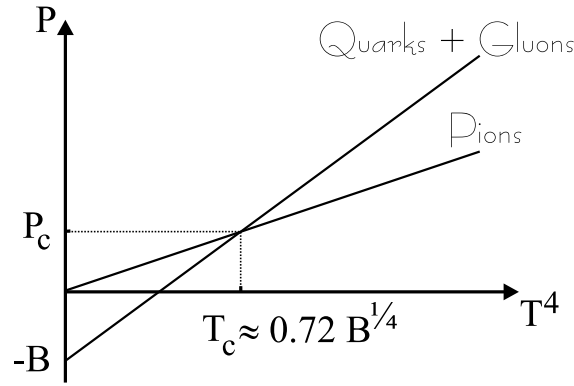


Figure 1.2 : Évolution de la pression en fonction de la température pour un gaz de pions et un plasma de quarks et de gluons.

Cette variation suggère une transition de phase pour une température critique T_c au-delà de laquelle le gaz de quarks et de gluons est thermodynamiquement plus stable que le gaz de pions car sa pression est supérieure à celle de ce dernier. La transition de phase est une conséquence directe du fait que le nombre de degrés de liberté du système dans la phase partonique est supérieur à celui du système dans la phase hadronique. La transition apparaît à une température critique obtenue lorsque l'on égale les pressions $P_\pi = P_{QGP} = P_c$:

$$T_c = \left(\frac{90}{34\pi^2} \right)^{1/4} B^{1/4} \simeq 0,72 B^{1/4} \quad (1.7)$$

¹ $37 = 2 \times 8 + \frac{7}{8} \times 2 \times 2 \times 2 \times 3$ qui se décompose de la façon suivante : 2×8 est le nombre d'états de gluons (2 états de polarisation et 8 états de couleur) et le deuxième terme est le nombre d'états de quarks et d'antiquarks (3 états de couleur, 2 états de spin, 2 états de saveur, 2 états de conjugaison de charge) et le facteur $\frac{7}{8}$ est le rapport des densités d'énergie correspondant à des fermions ou des bosons.

Pour $B^{1/4} = 206$ MeV, on a $T_c \sim 150$ MeV. Ce type de calcul peut être généralisé au cas de densité baryonique non nulle et conduit à la courbe de T_c en fonction de la densité baryonique représentée sur le diagramme de la figure 1.3. On voit que, à température nulle, une compression de la matière nucléaire de 5 à 10 fois sa valeur habituelle (ρ_0) est nécessaire pour provoquer la transition de phase.

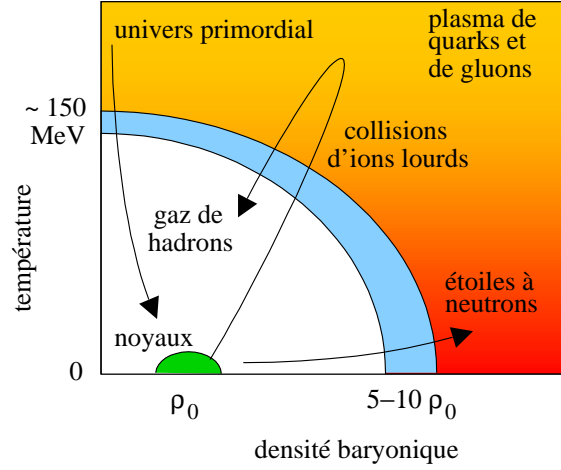


Figure 1.3 : Représentation schématique du diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan température/densité baryonique (ρ_0 est la densité de la matière nucléaire normale).

La densité d'énergie critique ε_c correspondant à cette courbe est de l'ordre de 1 à 2 GeV/fm³. Les valeurs de T_c et de ε_c , obtenues avec cette approche simple, sont voisines de celles prédites par les calculs beaucoup plus élaborés de QCD sur réseau.

1.1.3 QCD sur réseau

L'étude de la transition de phase peut être faite dans le cadre plus complet de la QCD sur réseau, LQCD ("Lattice Quantum ChromoDynamics") [Karsch 03]. Ces calculs, effectués dans un espace-temps discret, permettent à partir d'une densité Lagrangienne faisant intervenir les champs de quarks et de gluons, d'évaluer la fonction de partition Z du système à la température T . On en déduit ensuite les observables thermodynamiques, densité d'énergie ε et pression P , à l'aide des relations :

$$\varepsilon = \frac{T^2}{V} \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial T} \right) \quad \text{et} \quad P = T \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial V} \right) \quad (1.8)$$

La figure 1.4 indique l'évolution de la densité du système ε , normalisée par T^4 , en fonction de la température. La variable ε/T^4 représente le nombre de degrés de liberté du système thermodynamique. On constate une augmentation rapide du nombre de degrés de liberté lorsque la température T est proche de la température critique T_c . On interprète cette augmentation comme un changement de phase d'un état hadronique confiné vers un état partonique déconfiné (QGP). Une transition de phase serait présente à une température critique de $T_c = 173 \pm 15$ MeV pour deux saveurs de quarks légers (u, d), correspondant à une densité critique de $\varepsilon_c = 0,7$ GeV/fm³ [Karsch 03]. Notons que les observables thermodynamiques ne peuvent pas atteindre les valeurs de Stefan-Boltzmann (indiquées par une flèche horizontale sur la figure 1.4) même aux très hautes températures attendues au LHC. Ces déviations par rapport au comportement d'un gaz

idéal suggèrent la présence d'interactions fortes entre les partons du QGP, et ceci bien après que les valeurs de température et de densité d'énergie critique aient été dépassées.

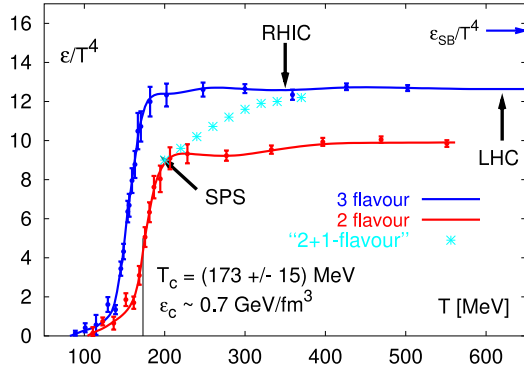


Figure 1.4 : Prédiction de LQCD [Karsch 03] indiquant la densité d'énergie en fonction de la température pour un milieu (à potentiel chimique nul) contenant deux ou trois saveurs de quarks légers ainsi que deux saveurs de quarks légers et une saveur de quarks lourds. Les régions accessibles par les collisions d'ions lourds du SPS, au RHIC et au LHC sont indiquées. La flèche horizontale représente la limite de Stefan-Boltzmann d'un gaz parfait pour trois saveurs de quarks.

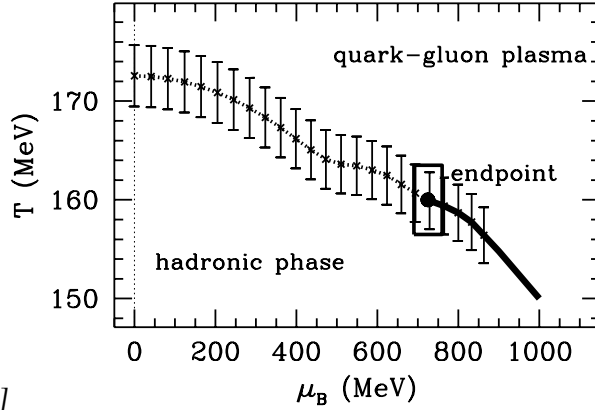


Figure 1.5 : Évolution de la température en fonction du potentiel chimique baryonique prédite par Fodor et al. [Fodor 02]. La ligne continue (pointillée) correspond à la transition du 1^{er} ordre (douce). Le point commun entre ces deux courbes est le point critique ("endpoint").

La nature de la transition de phase dépend du nombre de saveurs considérées dans les calculs. Dans le cas le plus réaliste où deux quarks légers (u, d) et un lourd (s) sont pris en compte, la transition serait douce ("crossover") à faible potentiel chimique [Fodor 02] (figure 1.5). Elle se manifesterait par un passage progressif de la phase hadronique vers la phase partonique sans comportement singulier des variables thermodynamiques. A plus grand potentiel chimique, la transition de phase serait du premier ordre. Il doit exister un point de rencontre entre ces deux types de transitions (continue et du 1^{er} ordre) : le point critique où la transition de phase serait du 2^{ème} ordre ("endpoint") (figure 1.5). Il se situerait à une température de 160 ± 3 MeV et un potentiel chimique de 725 ± 35 MeV [Fodor 02].

Les calculs sur réseau prévoient une restauration partielle de la symétrie chirale à l'approche de la transition de phase [Karsch 03] conduisant à des modifications des propriétés des hadrons. Les masses des quarks devraient alors retrouver les valeurs de leur masse courante, au moins pour les quarks u et d . Le déconfinement ainsi que la restauration de la symétrie chirale apparaissent dans ces calculs à la même température critique.

1.2 Production et évolution du QGP

Pour atteindre les conditions favorables à l'apparition d'un QGP et à la restauration de la symétrie chirale, il faut être en mesure de créer des systèmes hadroniques suffisamment denses et chauds. Comme nous l'avons déjà vu, il est nécessaire d'obtenir des densités jusqu'à 5 à 10 fois supérieures à ρ_0 et/ou des températures dépassant 150 MeV. Les collisions d'ions lourds ultra-

relativistes permettent en chauffant et/ou en comprimant la matière nucléaire de réaliser de telles conditions. Elles peuvent être accomplies auprès de quelques accélérateurs. Il s'agit de l'AGS ("Alternative Gradient Synchrotron") au BNL (USA), du SPS ("Super Proton Synchrotron") au CERN, du RHIC ("Relativistic Heavy Ion Collider") au BNL et du futur LHC ("Large Hadron Collider") au CERN. Les principales caractéristiques sont indiquées dans le tableau 1.1. Pour chaque machine, sont reportées l'énergie disponible dans le centre de masse par paire de nucléons incidents (\sqrt{s}), la nature de l'ion le plus lourd, la densité d'énergie et la température atteinte.

Machine	AGS	SPS	RHIC	LHC
Lieu	BNL	CERN	BNL	CERN
Mode	Cible fixe	Cible fixe	Collisions	Collisions
Année	1992	1994	2001	>2007
Ions lourds	$Au - Au$	$Pb - Pb$	$Au - Au$	$Pb - Pb$
\sqrt{s} (GeV/n n)	5	17	200	5500
ε (GeV/fm ³)	1,5	3	5	15 - 60
T (MeV)	150	190	230	260

Tableau 1.1 : Principales caractéristiques de plusieurs accélérateurs d'ions lourds. Pour chaque machine sont indiqués les ions les plus lourds accélérés, l'énergie par paire de nucléons dans le centre de masse \sqrt{s} , l'année du début d'utilisation du faisceau correspondant, la densité d'énergie ε et la température T atteinte [Eskola 99, Satz 00, Schukraft 02].

La densité d'énergie ε atteinte dans le système est proportionnelle à $\ln(\sqrt{s})$ et au nombre de masse $A^{1/3}$ des ions [Satz 92]. Les collisions fournissant les densités d'énergie les plus hautes sont évidemment les collisions centrales, c'est-à-dire les collisions avec un très faible paramètre d'impact². À basse énergie de collision (AGS par exemple), les noyaux sont assez opaques pour que les nucléons incidents soient freinés, et donc déplacés vers la région de rapidité³ centrale. Par contre, à haute énergie (RHIC, LHC), les noyaux sont transparents et laissent derrière eux une région centrale très excitée dépourvue de nucléons et pouvant conduire à la formation d'un plasma de quarks et de gluons. L'énergie déposée dans cette région se matérialise par la suite sous la forme d'un gaz de hadrons (essentiellement des pions et des kaons) de densité baryonique nette égale à zéro. Dans le cas idéal de la transparence nucléaire, les régions de fragmentation emportent le nombre baryonique initial et la distribution des mésons produits est à peu près constante dans la région centrale (scénario de Bjorken [Bjorken 83]). Ce scénario est schématisé sur la figure 1.6 sur laquelle l'axe horizontal représente la rapidité : les régions de fragmentation de la cible et du projectile sont situées respectivement autour des rapidités du noyau incident et du noyau cible, et la région centrale autour de $y = 0$.

Les différentes étapes de l'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes dans le cadre du scénario de Bjorken où l'on ne considère que l'expansion longitudinale (suivant l'axe z) du système sont les suivantes (figure 1.7) :

²Le paramètre d'impact représente la distance minimale d'approche entre les centres des noyaux en collision.

³La rapidité est définie par la relation : $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$ où E et p_z sont respectivement l'énergie totale et l'impulsion longitudinale de la particule. La mesure de la rapidité nécessite la connaissance de deux variables. On a plutôt l'habitude d'utiliser la pseudo-rapacité $\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|p|+p_z}{|p|-p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+p_z/|p|}{1-p_z/|p|} \right) = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$, θ représentant l'angle polaire d'émission de la particule.

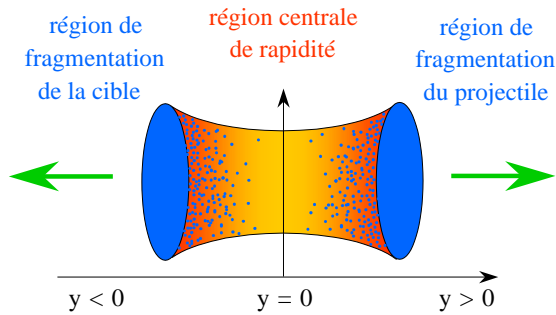


Figure 1.6 : Vue schématique d'une collision noyau-noyau à haute énergie dans le centre de masse en fonction de la rapidité.

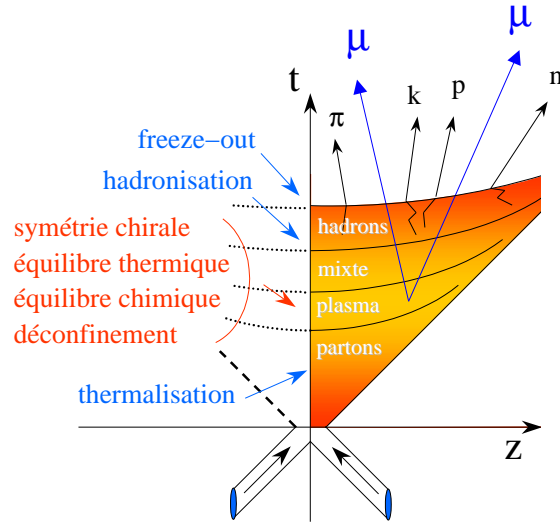


Figure 1.7 : Évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds.

- Les noyaux de vitesse initiale (v) proche de la vitesse de la lumière (c) entrent en contact au temps $t = 0$. Durant cette phase de pré-équilibre d'environ 1 fm/c, les collisions entre partons des deux noyaux permettent la production de quarks lourds (charme $c\bar{c}$, beauté $b\bar{b}$).
- Si la densité d'énergie est suffisante, le système va évoluer vers un état de partons déconfinés. Si la taille de ce système et sa durée de vie sont assez grandes, l'équilibre thermodynamique est atteint pour former le QGP (matière déconfinée en équilibre thermodynamique) qui devrait perdurer environ 5 fm/c.
- Ensuite, le plasma se refroidit et subit une importante expansion hydrodynamique associée à la formation de hadrons. Si la transition de phase est du premier ordre, le système est composé à la fois de QGP et de hadrons. Cette phase dure environ 10 - 20 fm/c à la suite de laquelle les degrés de libertés partoniques ont disparu.
- Enfin, le système évolue en un gaz de hadrons libres dans lequel on peut distinguer deux étapes. La première correspond au moment où il n'y a plus d'interactions inélastiques entre les hadrons : c'est le gel ("freeze out") chimique où la composition hadronique est alors figée. La deuxième se produit lorsque les interactions élastiques cessent : c'est le gel thermique, et les hadrons n'interagissent plus alors entre eux. C'est cet état du système qui sera observé dans les détecteurs.

1.3 La production de dileptons dans les collisions d'ions lourds

1.3.1 Production directe de dileptons

a. La production de dileptons dans le plasma

A l'intérieur du QGP, l'annihilation d'une paire quark-antiquark peut former un photon virtuel se désintégrant en une paire de lepton-antilepton. Le diagramme de Feynman décrivant la réaction $q + \bar{q} \longrightarrow \mu^+ + \mu^-$ est celui de la figure 1.8.

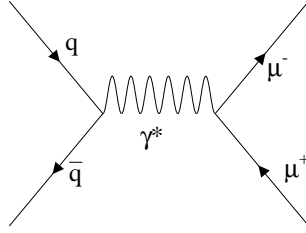


Figure 1.8 : Diagramme de Feynman de la réaction $q + \bar{q} \longrightarrow \mu^+ + \mu^-$.

La section efficace électromagnétique de l'annihilation d'une paire quark-antiquark en deux muons est donnée par [Cleymans 87] :

$$\sigma(q\bar{q} \longrightarrow \mu^+ \mu^-) = \sum_i e_i^2 \frac{8\pi\alpha^2}{9M} \left(1 + 2\frac{m^2}{M^2}\right) \times \left(1 - 4\frac{m^2}{M^2}\right)^{1/2} \quad (1.9)$$

où e_i est la charge du quark, α la constante de couplage électromagnétique, M la masse invariante du dimuon et m la masse du muon.

Le taux de production des dimuons dans le QGP se calcule à l'aide de (1.9) de la façon suivante :

$$\frac{dN_Q}{d^4x d^4p} \sim \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{d^3\bar{q}}{(2\pi)^3} \nu_{q\bar{q}} \sigma(q\bar{q} \longrightarrow \mu^+ \mu^-) \times f_q f_{\bar{q}} \delta(p - q - \bar{q}) \quad (1.10)$$

où N_Q est le nombre de dimuons produits, d^4x est l'élément de volume infinitésimal de l'espace-temps, p est la quadri-impulsion du dimuon, q (\bar{q}) est l'impulsion du quark (antiquark), $\nu_{q\bar{q}}$ est la vitesse relative entre les quarks et les facteurs f_q et $f_{\bar{q}}$ sont les fonctions de distribution des impulsions des quarks et des antiquarks :

$$f_q = \frac{1}{e^{(u \cdot q - \mu)/T} + 1} \quad \text{et} \quad f_{\bar{q}} = \frac{1}{e^{(u \cdot \bar{q} + \mu)/T} + 1} \quad (1.11)$$

où μ désigne le potentiel chimique et u^ν le quadrivecteur vitesse local de l'élément de plasma.

b. Le processus Drell-Yan

Le processus DRELL-YAN (DY) [DY 70] est important car il sert de référence pour l'étude de la production du J/ψ (état lié $c\bar{c}$) et de son absorption nucléaire dans les collisions proton-noyau et noyau-noyau. En effet, ce processus possède les caractéristiques intéressantes suivantes :

- il est dur (car produit au tout début de la collision), c'est-à-dire proportionnel au nombre de collisions binaires (comme la production du J/ψ par ailleurs) ;
- il n'est pas supprimé dans la matière nucléaire ;
- il décroît en paires $\mu^+ \mu^-$ et peut ainsi être détecté avec le même appareillage que le J/ψ .

Lors du processus DRELL-YAN, un quark (resp. antiquark) d'un nucléon d'un des noyaux interagit avec un antiquark (resp. quark) de même saveur d'un nucléon de l'autre noyau. Cette annihilation quark-antiquark forme un photon virtuel qui se désintègre en une paire de leptons. Le diagramme de Feynman du processus DRELL-YAN est indiqué dans la figure 1.9 où n_1 et n_2 représentent les nucléons des noyaux de la cible et du projectile. La section efficace de production est similaire à celle présentée dans le paragraphe précédent. Les fonctions de distribution

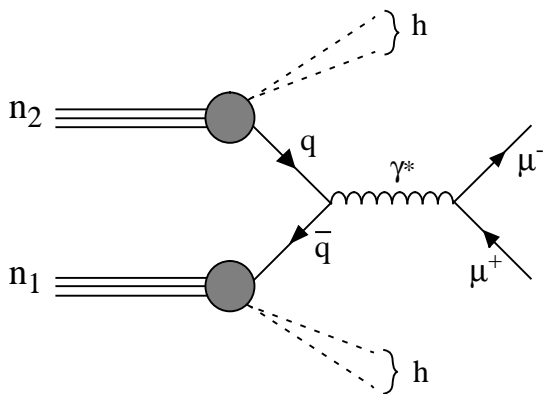


Figure 1.9 : Diagramme de Feynman du processus DRELL-YAN à l'ordre le plus bas.

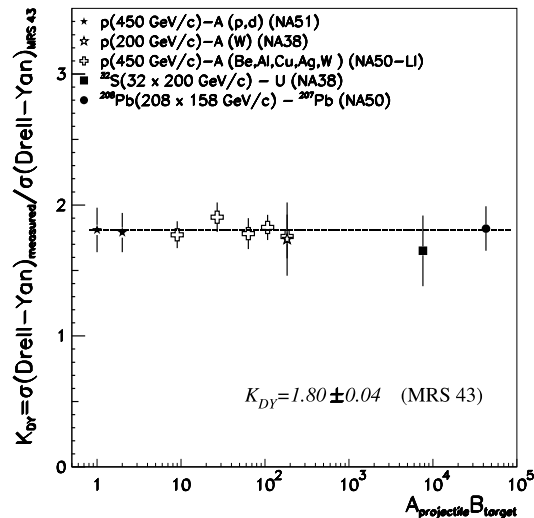


Figure 1.10 : Le facteur K_{DY} , rapport des sections efficaces de production du DRELL-YAN mesurées sur théoriques à l'ordre le plus bas (LO), en fonction du produit AB . La fonction de distribution des partons utilisée est MRS A [Martin 95].

des quarks (antiquarks) sont ici celles des quarks (antiquarks) dans les différents noyaux. Elles représentent l'ordre de plus bas LO (*“Leading Order”*) de ce type de mécanisme qui sous-estime les sections efficaces expérimentales comme on peut le voir sur la figure 1.10. Celle-ci montre le rapport K_{DY} des sections efficaces de production du DRELL-YAN mesurée et théorique à l'ordre le plus bas (LO) en fonction du produit AB pour différentes collisions $p - A$ et $A - B$ obtenu par les expériences NA51 [Abreu 98], NA38 [Abreu 99] et NA50 [Alessandro 03a, Ramello 03]. On voit que ce rapport K_{DY} est constant en fonction du produit AB , ce qui permet d'écrire la section efficace de production σ_{AB}^{DY} de la façon suivante :

$$\sigma_{AB}^{DY} = \sigma_{NN}^{DY} \times (AB)^\alpha = \sigma_{NN}^{DY} \times AB \quad (1.12)$$

avec σ_{NN}^{DY} la valeur moyenne⁴ de la section efficace DRELL-YAN dans les collisions nucléon-nucléon, A et B respectivement les nombres de nucléons des noyaux projectile et cible. Comme il n'y a pas d'absorption nucléaire (K_{DY} constant avec AB) on en déduit que $\alpha = 1$. La section efficace du DRELL-YAN est donc proportionnelle au nombre de collisions mises en jeu.

1.3.2 Production indirecte de dileptons

a. La désintégration semi-leptonique des mésons charmés

Les paires $c\bar{c}$ sont produites lors de collisions nucléon-nucléon soit par annihilation d'un quark d'un nucléon avec un antiquark d'un autre nucléon (figure 1.11a) soit par fusion de gluons (figure 1.11b,c,d), processus dominant à l'énergie du SPS ($\sim 80\%$).

⁴On doit prendre en compte les différentes sections efficaces élémentaires nucléon-nucléon (contenu en quarks différents) : $\sigma_{AB}^{DY} = Z_A Z_B \sigma_{pp} + Z_A (B - Z_B) \sigma_{pn} + (A - Z_A) Z_B \sigma_{np} + (A - Z_A) (B - Z_B) \sigma_{nn}$ sachant que $\sigma_{pn} = \sigma_{np}$ n'est valable qu'à mi-rapacité.

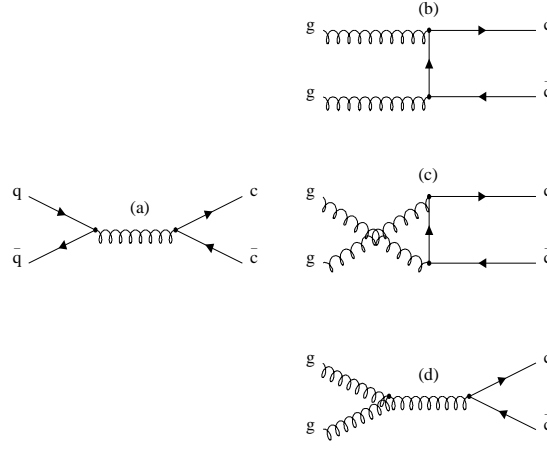


Figure 1.11 : Diagrammes de Feynman pour la production des paires $c\bar{c}$.

La production de la paire $c\bar{c}$ peut conduire à la formation d'une paire D^+D^- par fragmentation du quark c et de l'antiquark \bar{c} . Le méson charmé D^+ est une particule formée d'un quark c et d'un antiquark \bar{u} , \bar{d} ou \bar{s} , son antiparticule D^- étant composée des antiquarks correspondants. La désintégration semi-leptonique simultanée des mésons charmés D^+D^- conduit à la formation de paires lepton-antilepton contribuant au spectre en masse invariante continu par les processus suivants :

$$\begin{cases} D^+ \longrightarrow \mu^+ + \bar{K}^0 + \nu_\mu \\ D^- \longrightarrow \mu^- + K^0 + \bar{\nu}_\mu \end{cases}$$

Les paires de muons issues de la désintégration des mésons charmés proviennent à 90 % de la famille des mésons D (les autres provenant des baryons Λ_c , Ξ_c et Ω_c). On utilise le terme générique $D\bar{D}$ pour désigner la production de charme. Le tableau 1.2 présente les différents mésons charmés ainsi que leur taux de branchement $B_{D \rightarrow \mu X}$ en muons [Groom 00].

	Particules	Composition	Masse (MeV)	$B_{D \rightarrow \mu X}$ (%)
Mésons Charmés ($C=\pm 1$)	D^0, \bar{D}^0	$(c\bar{u}), (\bar{c}u)$	$1864,5 \pm 0,5$	$6,6 \pm 0,8$
	D^+, D^-	$(c\bar{d}), (\bar{c}d)$	$1869,3 \pm 0,5$	$17,2 \pm 1,9$
Mésons étranges et charmés ($C=S=\pm 1$)	D_s^+, D_s^-	$(c\bar{s}), (\bar{c}s)$	$1968,6 \pm 0,6$	$8,0^{+6}_{-5}$
Baryons Charmés ($C=+1$)	Λ_c^+, Λ_c^-	$(udc), (\bar{u}\bar{d}\bar{c})$	$2284,9 \pm 0,6$	$4,5 \pm 1,7$
	Ξ_c^+, Ξ_c^-	$(usc), (\bar{u}\bar{s}\bar{c})$	$2466,3 \pm 1,4$	$8,0 \pm 5,0$
	$\Xi_c^0, \Xi_c^{\bar{0}}$	$(dsc), (\bar{d}\bar{s}\bar{c})$	$2471,8 \pm 1,4$	$8,0 \pm 5,0$
	$\Omega_c^0, \Omega_c^{\bar{0}}$	$(ssc), (\bar{s}\bar{s}\bar{c})$	$2704,0 \pm 4,0$	$8,0 \pm 5,0$

Tableau 1.2 : Mésons et baryons charmés ayant un canal de désintégration en dimuons.

Une paire est dite corrélée lorsque la paire de leptons provient de la désintégration de mésons charmés de la même paire $D\bar{D}$. Quand les leptons sont issus de la désintégration de mésons de paires $D\bar{D}$ différentes, on parle de paires décorrélées. La figure 1.12 compare la section efficace totale de production de la paire $c\bar{c}$ en fonction de l'énergie, issue de différentes données expérimentales avec les calculs théoriques à l'ordre le plus bas LO, effectués avec le générateur PYTHIA [Sjöstrand 94].

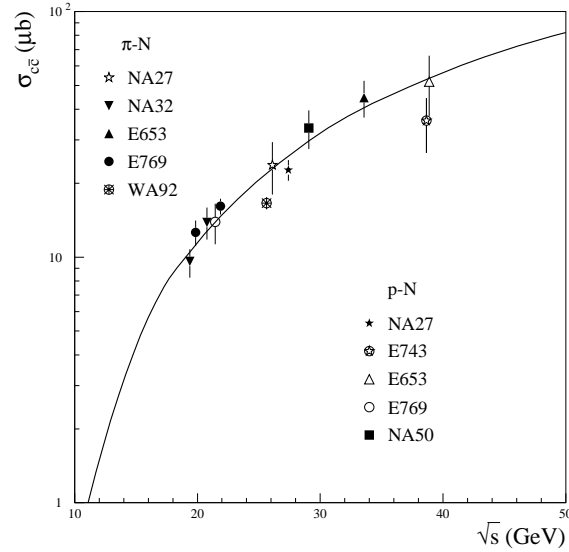


Figure 1.12 : Section efficace de production de la paire $c\bar{c}$ pour $x_F > 0$ dans les collisions induites par un pion ou un proton en fonction de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} [Capelli 01].

La dépendance en A de la section efficace de production du charme dans les collisions $p - A$ peut être écrite :

$$\sigma_{c\bar{c}}^{pA} = \sigma_{c\bar{c}}^{pp} \times A^\alpha \quad (1.13)$$

La collaboration E769 [Alves 93] a mesuré à 250 GeV/c la dépendance des sections efficaces de production σ_{D^0} et σ_{D^+} des mésons D^0 et D^+ en réaction $\pi - A$ sur des cibles de Be, Al, Cu et W. En ajustant ses résultats avec la forme 1.13, elle a obtenu $\alpha = 1,00 \pm 0,05 \pm 0,02$. La production de charme ne présente donc pas d'effet d'absorption nucléaire.

b. La désintégration des pions et kaons

Les mésons π et K sont produits en abondance dans les collisions d'ions lourds. Ils se désintègrent en muons suivant les processus (figure 1.13) :

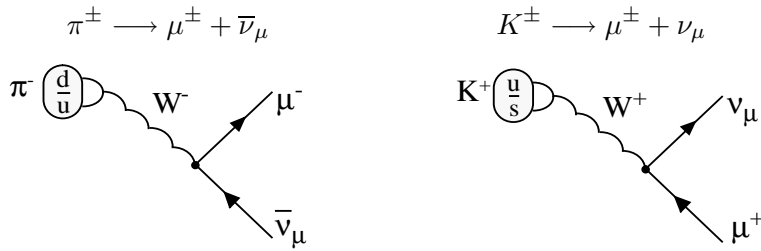


Figure 1.13 : Désintégration des mésons π et K en muons et neutrinos.

Ils se manifestent par un fond continu important dans le spectre de masse des dimuons, particulièrement dans la région des basses masses ($\sim 0,2 \text{ GeV}/c^2$) où ils sont prédominants jusqu'à la masse des résonances J/ψ et ψ' ($\sim 4 \text{ GeV}/c^2$). Pour pouvoir accéder au signal physique, ce bruit de fond doit impérativement être soustrait.

1.3.3 Effet dans l'état initial

Lors de l'étude de la production des dimuons dans les interactions d'ions lourds sur différents types de noyaux cibles et à différentes énergies incidentes, il est nécessaire de tenir compte d'effets standards pouvant affecter cette production. Il s'agit notamment de la modification des fonctions de structure des partons du nucléon dans un noyau qualifié d'effet dans l'état initial. L'effet de la présence des autres nucléons dans un noyau sur la fonction de structure du nucléon libre est généralement étudié à l'aide du rapport suivant :

$$R_i^A(x, Q^2) = \frac{f_i^A(x, Q^2)}{A \times f_i^n(x, Q^2)} \quad (1.14)$$

où $f_i^A(x, Q^2)$ et $f_i^n(x, Q^2)$ sont les fonctions de distribution des partons (PDF) pour les noyaux A et les nucléons respectivement et $x \sim \frac{2p_z}{\sqrt{s_{NN}}}$ représente la fraction d'impulsion longitudinale emportée par le parton.

Sur la figure 1.14 le rapport des fonctions de distribution des gluons $R_g^A(x, Q^2)$ dans le cas d'un noyau de Pb est tracé en fonction de la variable x .

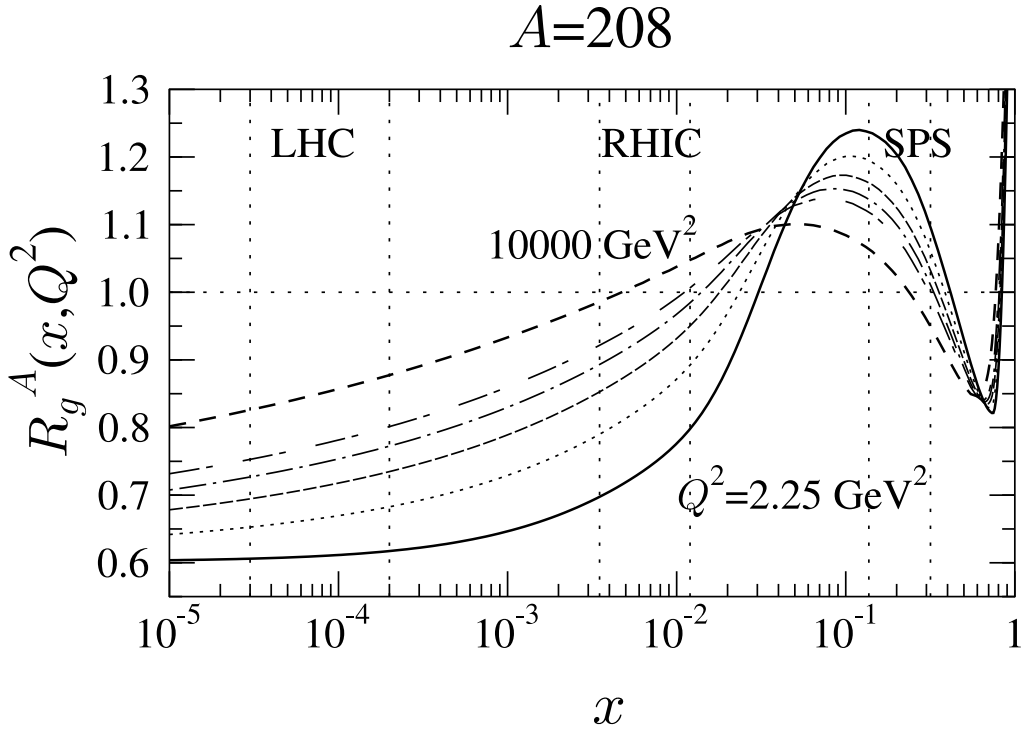


Figure 1.14 : Rapport de la fonction de distribution des gluons $R_g^A(x, Q^2)$ en fonction de x dans le noyau de plomb ($A = 208$) d'après le modèle EKS98 [Eskola 98]. Les différentes courbes correspondent à plusieurs valeurs de moment transféré Q^2 : $Q^2 = 2,25 \text{ GeV}^2$ (trait plein), $Q^2 = 5,39 \text{ GeV}^2$ (pointillé), $Q^2 = 14,7 \text{ GeV}^2$ (tireté), $Q^2 = 39,9 \text{ GeV}^2$ (tireté-pointillé), $Q^2 = 108 \text{ GeV}^2$ (double tireté) et $Q^2 = 10000 \text{ GeV}^2$ (tireté). Les zones accessibles aux différents accélérateurs, à savoir le SPS, le RHIC et le LHC, sont également représentées.

On observe que ce rapport est plus grand que l'unité pour $x \sim 0,1$, cas du SPS ; on parle alors d'anti-écranage nucléaire ("anti-shadowing"). Par contre, pour le RHIC et plus encore le LHC, ce rapport est inférieur à 1 : on est en présence d'un effet d'écranage nucléaire ("shadowing").

Pour comparer les résultats obtenus dans les différentes expériences du SPS au LHC, il est nécessaire que ce type d'effet dans l'état initial soit pris en considération.

Un phénomène nouveau apparaît dans les collisions d'ions lourds au RHIC et au LHC. En effet, à ces énergies, la densité de partons de faible impulsion ($x \sim 10^{-3}$) devient très importante si bien que les gluons interagissent ($g + g \rightarrow g$ et $g \rightarrow g + g$) et saturent l'espace de phases disponible. Dans ces conditions, l'interaction entre les gluons peut conduire, pour une valeur en impulsion caractéristique, à la formation d'un état cohérent appelé condensat de verre et de couleur (CGC pour “Color Glass Condensate”) [Gribov 83]. La formation d'un tel état pourrait expliquer les résultats observés par l'expérience BRAHMS à RHIC dans la production de hadrons à grande rapidité. La suppression des hadrons à grande impulsion transverse p_T à $\eta = 3,2$ pourrait en effet être interprétée dans ce cadre (voir figure 1.15 présentant les facteurs de modification nucléaire⁵ R_{dAu} en fonction de p_T pour différentes valeurs de η).

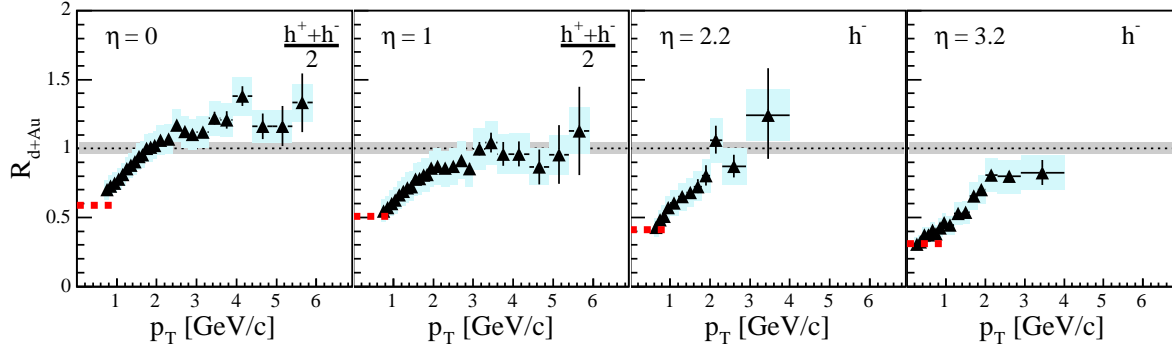


Figure 1.15 : Évolution des facteurs de modification nucléaire mesurés par BRAHMS dans les collisions $d - Au$ centrales à $\sqrt{s} = 200$ GeV en fonction de l'impulsion transverse p_T pour différentes valeurs de la pseudo-rapidité η [Arsene 05].

1.4 Étude d'une signature particulière du QGP : la production du J/ψ

De nombreuses signatures du plasma ont été proposées. Dans ce paragraphe nous examinons plus particulièrement celle liée à la production du J/ψ . La particule J/ψ (paire de quark et d'antiquark charmés liés, $c\bar{c}$) est peu sensible à la phase hadronique en raison de sa taille qui est inférieure à celle des pions ou des nucléons. Par contre, elle serait très sensible à la phase partonique car le potentiel liant les paires $c\bar{c}$ subirait un effet d'écrantage en raison des fortes densités atteintes par le milieu, interdisant la formation des états liés [Matsui 86]. Les taux de production du J/ψ seraient donc des indicateurs de la formation du QGP. La masse importante du J/ψ contraint cette particule à être créée, par fusion de gluons, lors des tous premiers instants de la collision. Les pertes d'énergie, dues aux collisions nucléon-nucléon ultérieures, empêcheraient par la suite toute production de J/ψ . Le J/ψ est donc une sonde appropriée pour l'étude de la matière formée dans les premiers instants de la collision. Le J/ψ se désintègre en particulier en paire de leptons. Les résultats présentés par la suite se réfèrent à des expériences (NA38, NA50, NA51 au CERN et PHENIX à RHIC) qui utilisent ce canal de désintégration dans leurs mesures.

⁵Le facteur de modification nucléaire R_{AA} est défini comme le rapport de la section efficace de production du J/ψ mesurée dans les collisions $A - A$ normalisée au nombre de collisions nucléon-nucléon avec celle mesurée dans les collisions proton-proton.

1.4.1 Dissociation du J/ψ dans un QGP

a. Écrantage de couleur

En 1986, Matsui et Satz [Matsui 86] ont proposé que le taux de production des résonances de saveurs lourdes, comme le J/ψ , pourrait être un signal de la formation d'un milieu dense et déconfiné. Dans leur modèle, la formation de ces états résonants est fortement supprimée par un mécanisme d'écrantage de couleur du potentiel d'interaction entre les quarks. Nous rappellerons brièvement les points principaux de leur modèle.

A température nulle, l'interaction inter-quarks caractérisant les résonances $c\bar{c}$ peut être décrite en fonction de la distance r entre les quarks par le potentiel suivant [Eichten 80] :

$$V_{q\bar{q}}(r, T = 0) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} \quad (1.15)$$

où σ est le coefficient de tension de corde caractérisant le confinement et α un paramètre lié à l'échange de gluons entre les quarks.

La tension de corde σ décroît lorsque la température augmente et devient nulle si une transition de phase vers un milieu déconfiné a lieu : $\sigma(T \geq T_c) = 0$. Le potentiel Coulombien peut produire à lui seul des états liés, et ce, même au-delà de T_c . La température de dissociation où il n'y a plus d'état lié sera notée T_d .

Lorsque l'on se place dans un milieu déconfiné ($T > T_c$), le potentiel d'interaction est modifié par la présence des autres charges de couleur et s'écrit [Karsch 88] :

$$V_{q\bar{q}}(r, T) = \frac{\sigma}{\mu(T)} \left(1 - e^{-\mu(T)r}\right) - \frac{\alpha}{r} e^{-\mu(T)r} \quad (1.16)$$

La masse d'écran $\mu(T) = 1/r_D(T)$ est l'inverse de la longueur d'écran $r_D(T)$ (rayon de Debye). On voit que l'on retrouve le potentiel de la relation 1.15 lorsque $\mu = 0$ ou $T = 0$. Pour $\mu \neq 0$, le potentiel (1.16) présente les propriétés suivantes :

- aux courtes distances :

$$\lim_{r \rightarrow 0} r V_{q\bar{q}}(r, T) = -\alpha ,$$

on retrouve bien la dépendance attendue en $1/r$ lorsque $\sigma \rightarrow 0$.

- aux grandes distances :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \frac{1}{r} \ln [\sigma/\mu - V_{q\bar{q}}(r, T)] = -\mu(T) ,$$

le potentiel de liaison entre les quarks diminue exponentiellement avec la masse d'écran $\mu(T)$. Lorsque la température augmente, $\mu(T)$ augmente et la résonance disparaît.

La figure 1.16 représente ce potentiel pour deux valeurs de μ .

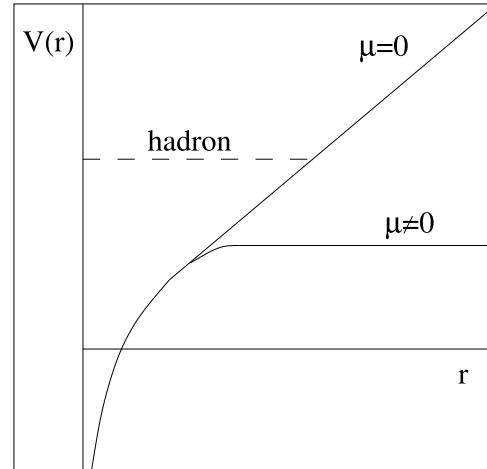


Figure 1.16 : Représentation schématique du potentiel de couleur subissant l'écrantage de couleur [Satz 00].

En présence de QGP, la tension de corde s'annule $\sigma(T_c) = 0$ et le potentiel (1.16) s'écrit alors :

$$V_{q\bar{q}}(r, \mu) = -\frac{\alpha}{r} e^{-\mu(T) r}$$

Les caractéristiques de dissociation des principaux états $c\bar{c}$ obtenues en résolvant l'équation de Schrödinger avec le potentiel (1.16) à une température critique de $T_c = 170$ MeV et une valeur de μ obtenue des calculs de QCD sur réseau sont indiquées dans le tableau 1.3 [Satz 00].

Résonance	Nombre quantique ($n^{2S+1}L_j$)	Masse (GeV/c ²)	Largeur (keV/c ²)	Rayon (fm)	Énergie de liaison (GeV)	μ_d (GeV)	T_d/T_c
J/ψ	1^3S_1	3,097	87	0,453	0,64	0,68	1,2
χ_c	1^3P_1	3,511	880	0,696	0,24	0,35	1,0
ψ'	2^3S_1	3,686	277	0,875	0,06	0,35	1,0

Tableau 1.3 : Caractéristiques des résonances J/ψ , χ_c et ψ' et température de dissociation T_d rapportée à la température critique T_c [Satz 00].

L'énergie de liaison est donnée par : $\Delta E = 2M_D - M_{c\bar{c}}$ (M_D = masse du méson D). On remarque dans ce tableau que le J/ψ survit au-delà de la température critique T_c jusqu'à $1,2 T_c$. Les états excités ψ' et χ_c ayant des énergies de liaison plus faibles disparaissent à la température de transition. Le fait que les charmonia se dissolvent à des températures différentes permet de mesurer la "température" du milieu ("fonction de thermomètre").

Le potentiel (1.16) peut être déterminé à partir de l'énergie libre de la paire $q\bar{q}$ évaluée par les calculs de QCD sur réseau. En résolvant l'équation de Schrödinger avec ce potentiel, on obtient les résultats indiqués dans le tableau 1.4 [Satz 05].

Résonance	Masse (GeV/c ²)	Rayon (fm)	Energie de liaison (GeV)	T_d/T_c
J/ψ	3,10	0,50	0,64	2,10
χ_c	3,53	0,72	0,20	1,16
ψ'	3,68	0,90	0,05	1,12

Tableau 1.4 : Spectroscopie récente des résonances J/ψ , χ_c et ψ' [Satz 05].

On peut remarquer que les nouvelles valeurs des températures de dissociation sont plus élevées que celles du tableau 1.3. Des indications en ce sens sont également fournies par des calculs sur réseau de la fonction spectrale des charmonia [Satz 05].

b. Dissociation du J/ψ par les gluons

Une autre possibilité de disparition des J/ψ est leur interaction avec les gluons présents dans le milieu. En raison de l'énergie de liaison importante des J/ψ (cf. tableau 1.4), leur dissociation par des gluons de basse impulsion est impossible. Kharzeev et Satz [Kharzeev 94] ont calculé la section efficace de dissociation des J/ψ par les gluons et les π (figure 1.17) en fonction de l'énergie de ces derniers.

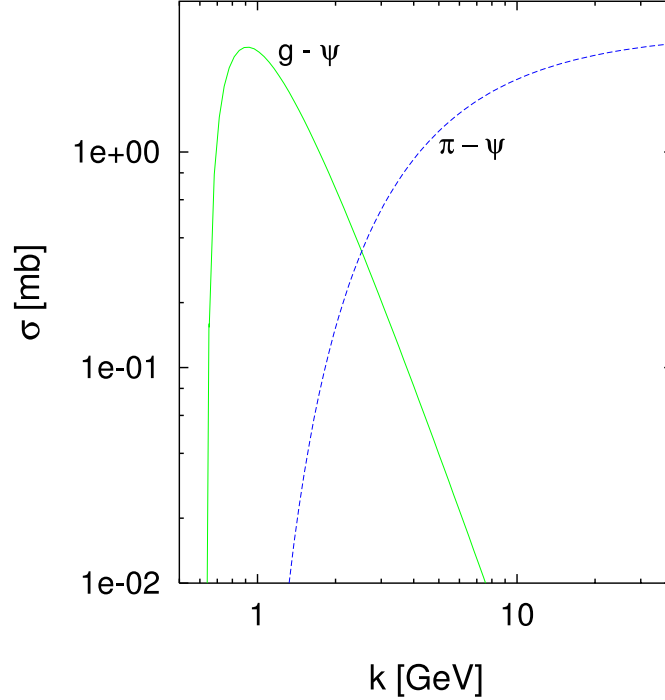


Figure 1.17 : Section efficace de dissociation du J/ψ au repos par des gluons et des pions d'impulsion k [Kharzeev 94].

Pour un gaz de pions ayant une température de $T = 150$ MeV (d'impulsion moyenne $3T = 450$ MeV), l'impulsion moyenne des gluons est de l'ordre de $0,6T = 90$ MeV. Seul le ψ' peut être dissocié dans ces conditions. Par contre, dans un milieu déconfiné, l'impulsion moyenne des partons est de l'ordre de $3T$. L'impulsion des gluons peut donc atteindre 600 MeV et dissocier ainsi le J/ψ . Le χ_c aura, du fait de son énergie de liaison plus faible que celle du J/ψ , une section efficace d'interaction avec les gluons plus importante que celle du J/ψ .

1.4.2 Mécanisme de production du J/ψ dans les collisions nucléon-nucléon

La production d'un méson J/ψ dans une collision hadron-hadron à haute énergie commence par la formation d'une paire $c\bar{c}$ principalement par fusion de gluons [Satz 95]. Cette paire, généralement créée dans un état coloré, émet ou absorbe un gluon ce qui lui permettra de neutraliser sa couleur et d'acquérir les nombres quantiques du J/ψ . Cet état pré-résonant $c\bar{c} - g$, singlet de couleur, évolue ensuite vers une résonance physique, en particulier le J/ψ . Ce mécanisme est représenté dans la figure 1.18. Le passage par un état intermédiaire lors de la formation du J/ψ a, du fait de son interaction avec le milieu environnant, des conséquences sur le taux de production du charmonium dans les collisions noyau-noyau.

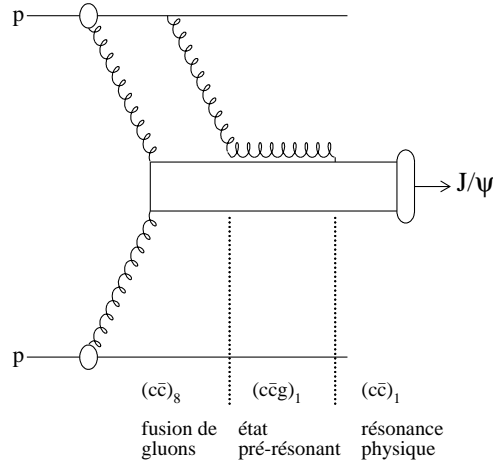


Figure 1.18 : Création du J/ψ dans une collision $p - p$.

1.4.3 La suppression “normale” du J/ψ dans la matière nucléaire au SPS

La probabilité qu’une paire $c\bar{c}$, formée au point z_0^A du noyau cible et z_0^B du projectile survive dans une collision $A - B$ avec un paramètre d’impact b , est donnée par la relation [Satz 05] :

$$S_{J/\psi}^{abs}(b, s) \sim \exp \left(-(A-1) \int_{z_0^A}^{\infty} dz_A \rho_A(s, z_A) \sigma_{abs}^{J/\psi} - (B-1) \int_{z_0^B}^{\infty} dz_B \rho_B(b-s, z_B) \sigma_{abs}^{J/\psi} \right) \quad (1.17)$$

où $\rho_A(s, z_A)$ (resp. $\rho_B(s, z_B)$) représente la distribution en densité du noyau A (resp. B) paramétrée généralement par une forme de Woods-Saxon⁶ et s est une variable relative à la géométrie de la collision (voir annexe A). $\sigma_{abs}^{J/\psi}$ est la section efficace d’interaction de la paire $c\bar{c}$ avec les nucléons.

Le taux de production du J/ψ sera donné par :

$$I_{AB}^{J/\psi} \sim \int d^2s \sigma_{AB}(b) n(b, s) S_{J/\psi}^{abs}(b, s) \quad (1.18)$$

où $\sigma_{AB}(b)$ est la section efficace inélastique et $n(b, s)$ est le nombre de collisions binaires.

On peut récrire cette relation, après intégration sur le paramètre d’impact, en fonction de la longueur de matière L parcourue par le J/ψ de la façon suivante :

$$\sigma_{AB}^{J/\psi} = \sigma_{pp}^{J/\psi} AB e^{(-\rho \sigma_{abs}^{J/\psi} L)} \quad (1.19)$$

En normalisant la production du J/ψ sur celle du DRELL-YAN, c’est-à-dire en combinant 1.12 et 1.19, on aboutit à la relation suivante :

$$B_{\mu\mu} \frac{\sigma_{AB}^{J/\psi}}{\sigma_{AB}^{DY}} \propto e^{(-\rho \sigma_{abs}^{J/\psi} L)} \quad (1.20)$$

où $B_{\mu\mu}$ est le rapport d’embranchement du J/ψ en deux muons ($\sim 6\%$).

⁶ $\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}}$ où ρ_0 , R et a sont des paramètres qui dépendent du noyau considéré.

Extraire le rapport des sections efficaces du J/ψ sur le DRELL–YAN à partir d’un même lot d’événements permet d’éviter de calculer les sections efficaces absolues de production du J/ψ et de s’affranchir des erreurs systématiques provenant de l’inefficacité des détecteurs et de la mesure de la luminosité du faisceau.

Les expériences NA38, NA50 et NA51 au SPS du CERN ont étudié la production du J/ψ et du ψ' via leur désintégration en paire $\mu^+\mu^-$ avec des faisceaux de protons de 200, 400 et 450 GeV/c, d’oxygène et de soufre de 200 GeV/c/nucléon et de plomb de 158 GeV/c/nucléon. La figure 1.19 représente les rapports des sections efficaces de production du J/ψ et du DRELL–YAN en fonction de la longueur L pour des données collectées à différentes énergies du faisceau en collisions $p - p$, $p - A$ et $S - U$.

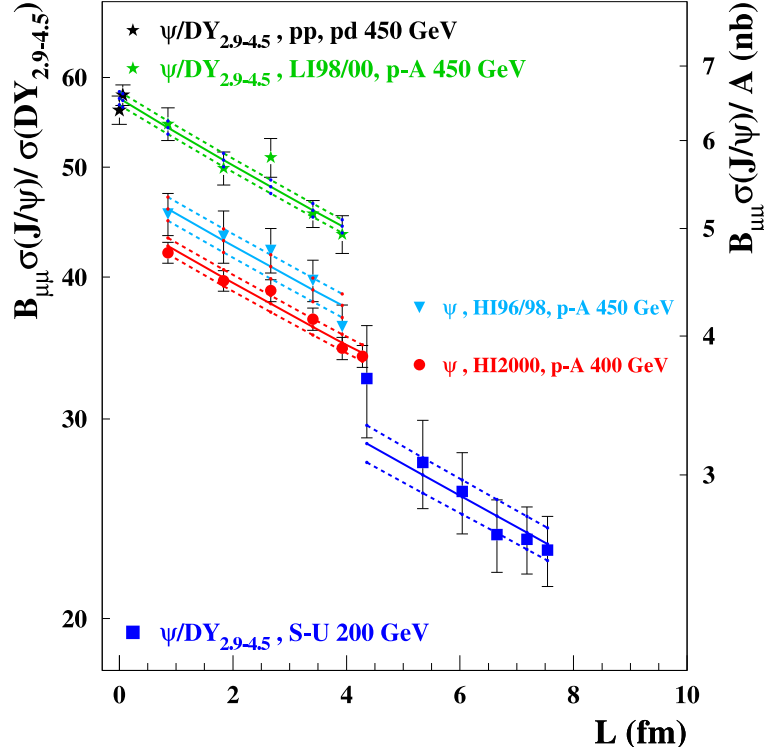


Figure 1.19 : Rapports des sections efficaces de production du J/ψ et du DRELL–YAN, mesurés en collisions $p - p$, $p - A$ et $S - U$, en fonction de la longueur moyenne de matière traversée L [Quintans 05]. Ces données ont été ajustées à l’aide du modèle de Glauber en considérant une section efficace d’absorption commune dans la matière nucléaire de $\sigma_{abs}^{J/\psi} = 4,18 \pm 0,35$ mb.

Un ajustement simultané des données $p - p$, $p - d$ et $p - A$ à l’aide du modèle de Glauber (voir annexe A) a permis d’obtenir pour la section efficace d’absorption du J/ψ dans la matière nucléaire la valeur [Alessandro 05] :

$$\sigma_{abs}^{J/\psi} = 4,18 \pm 0,35 \text{ mb} \quad (1.21)$$

Cette absorption du J/ψ dans les collisions $p - A$ est qualifiée de “normale”. Elle peut être due à l’interaction de l’état pré-résonant $c\bar{c}g$ faiblement lié avec son environnement avant la formation du J/ψ (au bout de $\sim 0,3$ fm), mais également aux collisions avec les nucléons de la cible lorsque la résonance est formée.

Le ψ' a également été étudié dans les systèmes légers. Par un ajustement des données du même type que pour le J/ψ , on obtient la section efficace d'absorption [Alessandro 04] :

$$\sigma_{abs}^{\psi'} = 7,3 \pm 1,6 \text{ mb} \quad (1.22)$$

Le ψ' est donc beaucoup plus absorbé que le J/ψ .

1.4.4 Suppression anormale du J/ψ dans les collisions $Pb - Pb$ au SPS

L'expérience NA50 a mesuré la production du J/ψ rapportée à celle du DRELL-YAN dans les collisions $Pb - Pb$ à 158 GeV/c. Elle a observé dans les collisions les plus centrales une suppression plus importante que celle prédite par l'absorption nucléaire normale et que l'on appelle pour cette raison : suppression anormale.

Les figures 1.20 et 1.21 donnent les résultats de l'expérience NA50 [Borges 05]. Les taux de production du J/ψ (figure 1.20) et du ψ' (figure 1.21) rapportés au taux de production du DRELL-YAN sont représentés en fonction de la longueur L de matière nucléaire traversée.

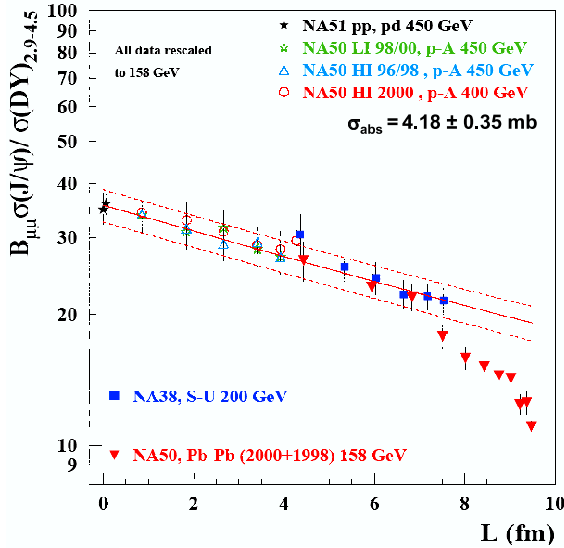


Figure 1.20 : Taux de production du J/ψ rapporté à celui du DRELL-YAN en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée L [Borges 05].

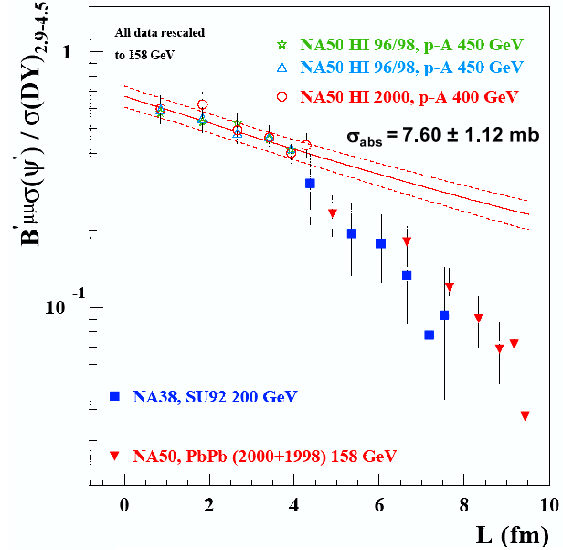


Figure 1.21 : Taux de production du ψ' rapporté à celui du DRELL-YAN en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée L [Borges 05].

On constate que, pour $L > 7,5$ fm, la production du J/ψ en $Pb - Pb$ s'écarte nettement de celle qui est prédite (droite en trait plein) par la courbe d'absorption déterminée par les expériences $p - A$ mais que, par contre, les collisions périphériques s'inscrivent bien sur cette dernière courbe. En ce qui concerne le ψ' , on constate que sa suppression est importante pour des collisions $Pb - Pb$ plus périphériques ($L > 4$ fm) et qu'elle est compatible avec celle observée dans les collisions $S - U$. Ceci est encore plus visible dans la figure 1.22 dans laquelle est représenté le rapport des sections efficaces du J/ψ et du ψ' sur celle du DRELL-YAN normalisé par l'absorption nucléaire normale en fonction de L [Borges 05].

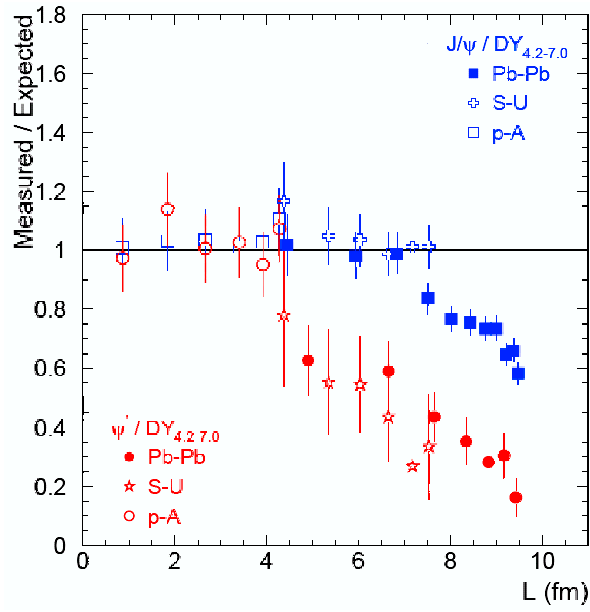


Figure 1.22 : Rapport des sections effi caces du J/ψ et du ψ' sur le DRELL–YAN normalisé par l’absorption nucléaire normale en fonction de la longueur de matière traversée L [Borges 05].

La figure 1.23 présente le taux de production du J/ψ mesuré normalisé au taux de J/ψ attendu en tenant compte de l’absorption nucléaire normale en fonction de la densité d’énergie [Abreu 00a].

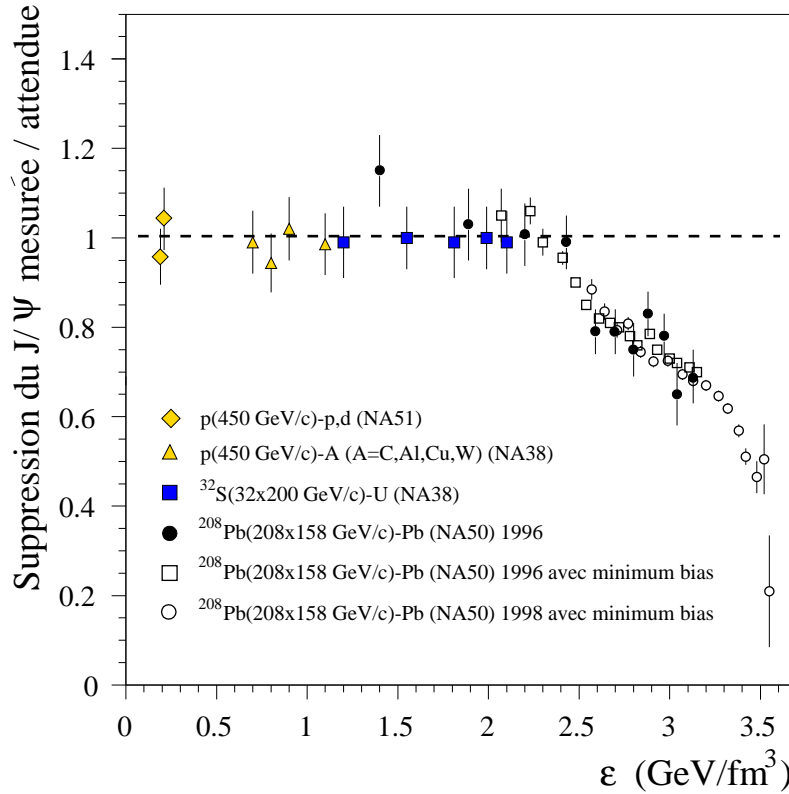


Figure 1.23 : Taux de production du J/ψ mesuré rapporté au taux de production attendu (compte tenu de l’absorption nucléaire) en fonction de la densité d’énergie ε [Abreu 00a].

Un décrochement apparaît pour une densité d'énergie autour de $2,3 \text{ GeV/fm}^3$. Il peut être dû à la disparition des χ_c représentant une fraction ($\sim 35 \%$) des J/ψ observés du fait de leur désintégration radiative en J/ψ [Abreu 00a].

Ces résultats, joints à ceux d'autres expériences du SPS, ont conduit le CERN à annoncer en février 2000 que des preuves convaincantes de la formation d'un milieu déconfiné avaient pu être obtenues.

1.4.5 Suppression du J/ψ à RHIC dans les collisions $Au - Au$

PHENIX a mesuré les facteurs de modification nucléaire R_{dAu} , R_{CuCu} et R_{PbPb} en fonction du nombre de nucléons participants (annexe A). Les mesures faites à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ dans deux régions de rapidité différentes ($1,2 < |y_{\mu\mu}^{CM}| < 2,2$ mesurée en $\mu^+\mu^-$ et $|y_{\mu\mu}^{CM}| < 0,35$ mesurée en e^+e^-), sont tracées sur la figure 1.24 [Peireira 05].

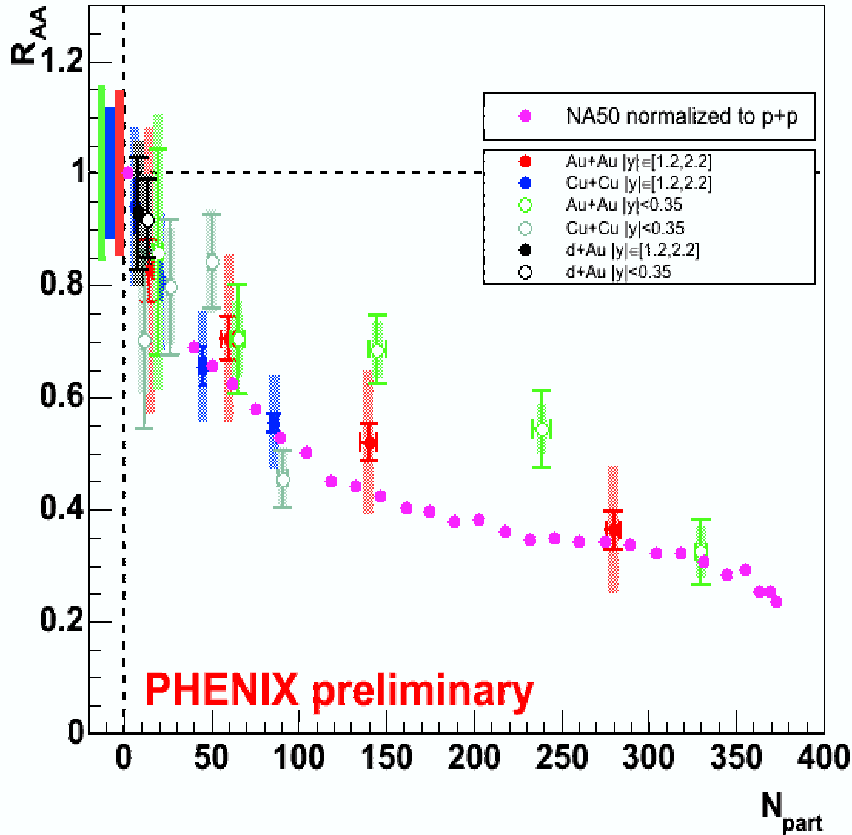


Figure 1.24 : Facteurs de modification nucléaire R_{AA} en fonction du nombre de participants pour les collisions $d - Au$, $Cu - Cu$ et $Au - Au$ à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$.

Les résultats de NA50 en collisions $Pb - Pb$ à $\sqrt{s} = 17,3 \text{ GeV}$ rapportés aux résultats en $p - p$, sont également indiqués sur cette figure. On peut constater que la suppression dans les deux expériences est très similaire, et ceci malgré des expériences très différentes autant du point de vue du domaine en énergie que de la couverture en rapidité. Ce comportement semblerait indiquer qu'au RHIC également, les résonances χ_c et ψ' subiraient les effets du milieu déconfiné formé et que la température atteinte serait insuffisante pour supprimer la production directe du J/ψ .

1.4.6 Comparaison des résultats de production du J/ψ avec différents modèles

a. Modèles de type plasma

- Blaizot et Ollitrault [Blaizot 96] ont développé un modèle qui relie la suppression anormale du J/ψ à la densité d'énergie locale. Si la densité d'énergie, là où le J/ψ est produit, excède une valeur critique ε_c , le J/ψ disparaît. Ce modèle s'appuie sur l'observation que la densité d'énergie locale est plus grande dans les collisions $Pb - Pb$ que dans d'autres systèmes précédemment étudiés (comme $S - U$), même si la densité moyenne dans les collisions $Pb - Pb$ n'excède pas celle dans d'autres systèmes. Il permet d'expliquer les caractéristiques principales des données avec le seul paramètre ε_c [Blaizot 96]. Ce modèle simple a ensuite été étendu en prenant en compte les fluctuations de l'énergie transverse E_T , estimateur de la centralité [Blaizot 00]. Le meilleur ajustement des données par ce modèle a été obtenu en supposant que la suppression augmente graduellement avec la densité d'énergie. La figure 1.25 montre que ce modèle reproduit bien les données dans le domaine en E_T entre 40 et 120 GeV.

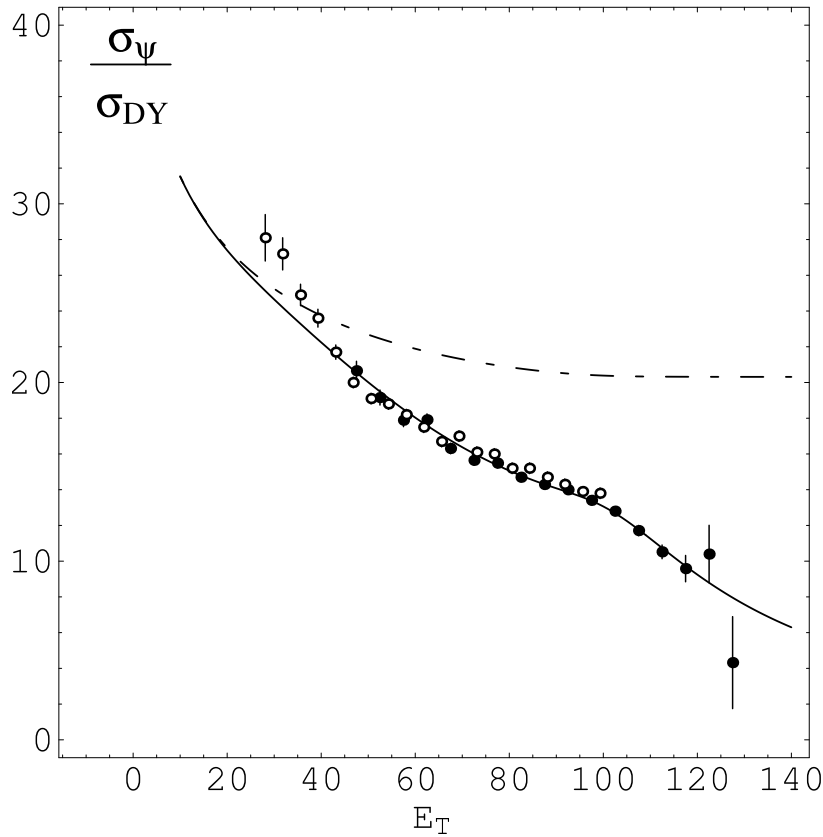


Figure 1.25 : Probabilité de survie du J/ψ dans les collisions $Pb - Pb$ en fonction de l'énergie transverse E_T en GeV, mesurée par l'expérience NA50 en 1996 (cercles vides) et en 1998 (cercles pleins). Les différentes courbes représentent l'absorption dans la matière nucléaire (tirets-pointillés) et la suppression anormale (trait plein) du J/ψ [Blaizot 00].

- X. Zhu, P. Zhuang et N. Xu [Zhu 05] ont proposé un autre modèle de suppression du J/ψ qui combine les équations d'évolution hydrodynamique d'un QGP avec une équation de transport des J/ψ [Zhu 05]. Dans le QGP, les gluons par collisions inélastiques peuvent

briser le J/ψ . Une transition de phase du 1^{er} ordre est considérée entre un gaz idéal de partons (u, d, s) et un gaz idéal de hadrons incluant tous les hadrons et leurs résonances jusqu'à 2 GeV. Ce modèle considère que 60 % des J/ψ sont produits directement et que 40 % proviennent de la désintégration du χ_c . Leurs résultats reproduisent très bien les données de NA50, autant du point de vue de la suppression que de l'impulsion carrée moyenne ($\langle p_T^2 \rangle$), comme on le constate sur la figure 1.26. Ce modèle reproduit également les données du J/ψ mesurées par PHENIX en collisions $Au - Au$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV comme on peut le voir sur la figure 1.27.

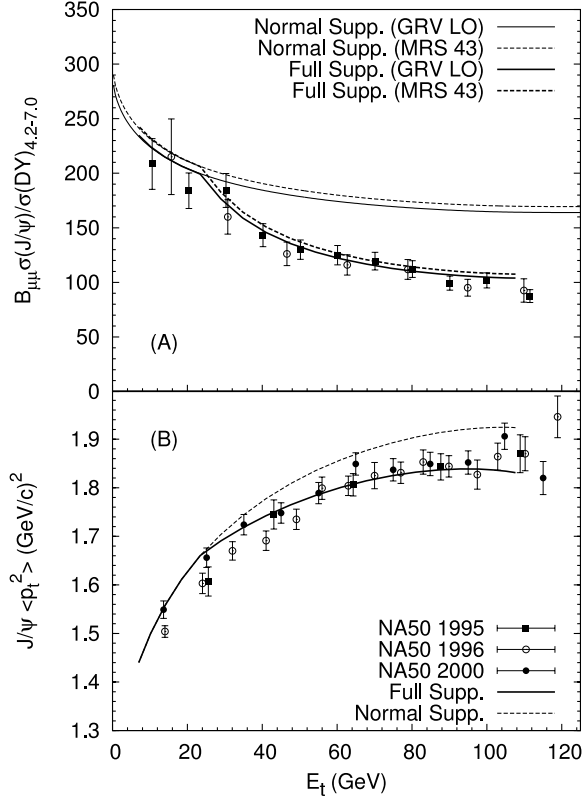


Figure 1.26 : Comparaison des données de NA50 avec les prédictions d'un modèle de plasma [Zhu 05]. En haut, le taux de production du J/ψ normalisé par celui du DRELL-YAN et en bas l'impulsion carrée moyenne du J/ψ , exprimés en fonction de l'énergie transverse.

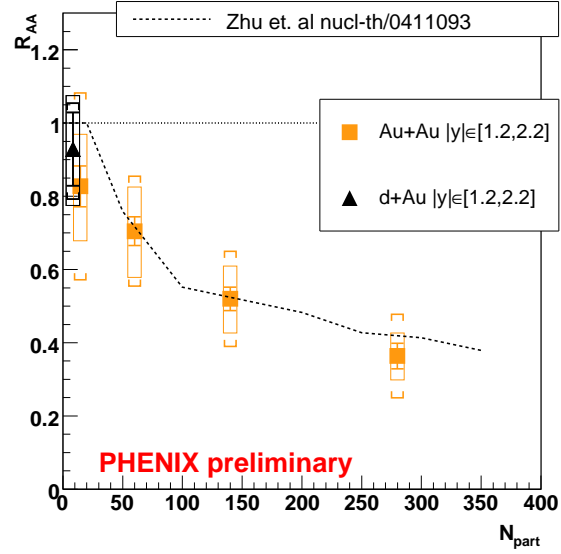


Figure 1.27 : Comparaison des facteurs de modification nucléaire R_{dAu} (triangle noir) et R_{AuAu} (carrés jaunes) du J/ψ extraits des données de PHENIX avec les prédictions du modèle [Zhu 05].

b. Absorption par les hadrons co-voyageurs

A. Capella *et al.* [Capella 03] ont proposé un modèle connu sous le nom de co-voyageurs ou “comovers” permettant de décrire l'absorption du J/ψ dans les collisions d'ions lourds sans avoir recours à un QGP. Les co-voyageurs sont des hadrons h formés après un temps supérieur au temps typique de formation du J/ψ (de l'ordre de 0,3 fm/c) et ayant une vitesse voisine de celle du J/ψ . Ils peuvent interagir de façon inélastique avec le J/ψ et le détruire :

$$J/\psi + h \longrightarrow D + \bar{D} + X$$

L'absorption par les comovers se traduit par l'apparition d'un facteur supplémentaire S^{co} dans la formule 1.18 décrivant le taux de production du charmonium :

$$I_{AB}^{J/\psi} \sim \int d^2s \sigma_{AB}(b) n(b, s) S_{J/\psi}^{abs}(b, s) S^{co}(b, s) \quad (1.23)$$

où $S_{J/\psi}^{abs}(b, s)$ est la probabilité de survie du J/ψ dans la matière nucléaire, déjà définie dans l'équation 1.17. De même, $S^{co}(b, s)$ est la probabilité de survie du J/ψ aux interactions avec les co-voyageurs qui s'écrit [Capella 03] :

$$S^{co}(b, s) = \exp \left[-\sigma^{co} \frac{3}{2} N_{yDT}^{co}(b, s) \ln \left(\frac{\frac{3}{2} N_{yDT}^{co}(b, s)}{N_f} \right) \right] \quad (1.24)$$

Dans cette équation, $N_{yDT}^{co}(b, s)$ représente la densité de co-voyageurs chargés dans la région de rapidité des dimuons et $N_f \sim 1,15 \text{ fm}^{-2}$ la densité correspondante de hadrons dans les collisions $p - p$. La densité des co-voyageurs a été calculée en utilisant le formalisme DPM ("Dual Parton Model") [Capella 03]. La section efficace de l'absorption nucléaire σ^{abs} est celle obtenue grâce aux résultats de NA50 en données $p - A$. La section efficace d'absorption des co-voyageurs σ^{co} et la normalisation absolue sont déterminées par l'ajustement avec les données expérimentales. Les résultats de cette analyse sur la production de J/ψ dans les collisions $Pb - Pb$ mesurée par NA50 en fonction de l'énergie transverse E_T sont montrés dans la figure 1.28.

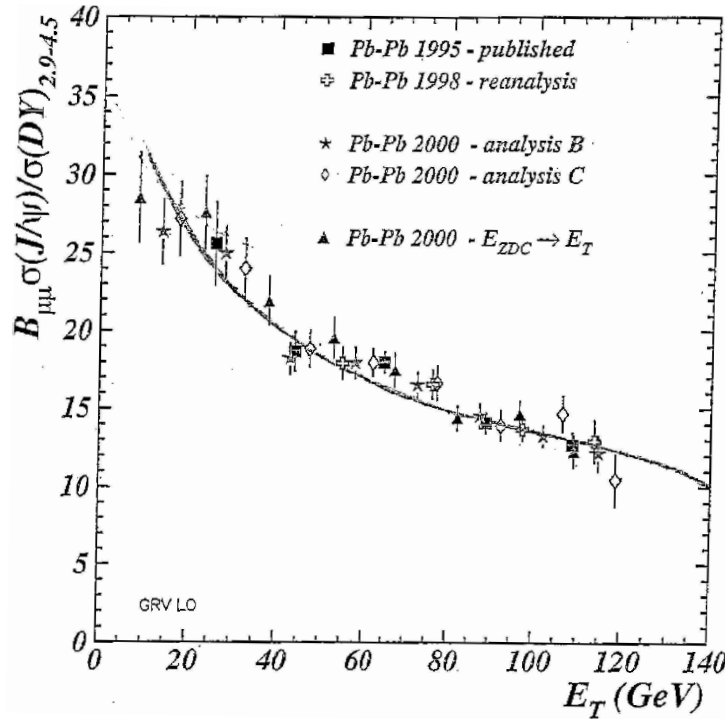


Figure 1.28 : Comparaison du rapport entre le taux de production du J/ψ et celui du DRELL-YAN en fonction de l'énergie transverse et des prédictions du modèle des co-voyageurs [Capella 03].

On peut remarquer que les données sont bien décrites en utilisant $\sigma^{co} = 0,65 \text{ mb}$. L'augmentation de l'absorption du J/ψ avec la centralité est principalement due à l'augmentation de la densité des co-voyageurs N_{yDT}^{co} . Les interactions avec les co-voyageurs deviennent négligeables

dans les collisions périphériques et les collisions $p - A$, pour lesquelles la production de particules secondaires est faible. Il faut noter que le modèle d'interaction par les co-voyageurs est basé sur des hypothèses différentes de celles requises par la théorie du QGP. Il serait en principe possible de les distinguer car ils montrent des comportements complètement différents en ce qui concerne l'allure de la suppression du charmonium en fonction de la centralité [Satz 05]. En effet, le scénario du QGP indique une chute brutale suivie de plusieurs "marches" correspondant à la suppression des différentes résonances alors que l'approche par les co-voyageurs montre une diminution douce et monotone. Sur la figure 1.29 est illustré schématiquement le comportement de la suppression du J/ψ en fonction de la densité d'énergie dans le cas du modèle des co-voyageurs (gauche) et dans le cas du QGP (droite).

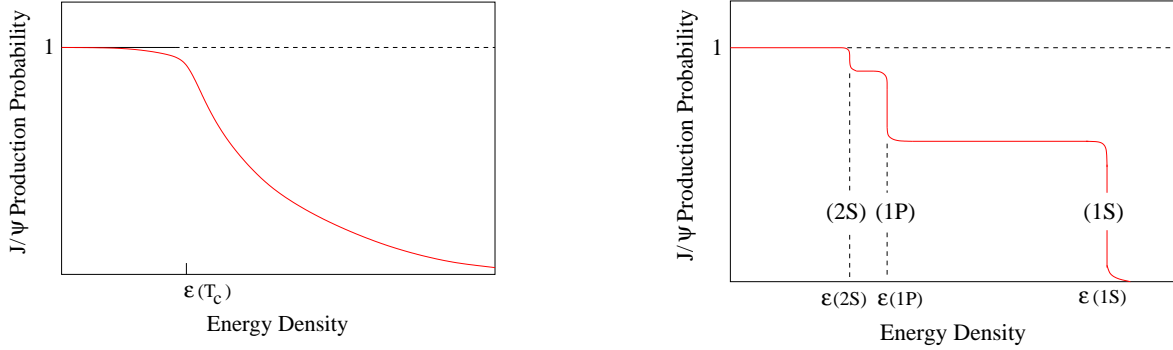


Figure 1.29 : Gauche : suppression du J/ψ par collisions avec des co-voyageurs en fonction de la densité d'énergie. Droite : suppression séquentielle du J/ψ par effet d'écrantage de couleur en fonction de la densité d'énergie [Satz 05].

c. Percolation partonique

Le modèle de percolation des partons [Nardi 98, Satz 00, Digal 03] permet de décrire la suppression anormale du charmonium sans faire appel à un QGP thermalisé. Dans cette approche, le J/ψ est dissocié par un condensat de partons très dense, et ce, avant d'atteindre la thermalisation du milieu, c'est-à-dire la formation du QGP. L'idée de base de ce modèle est la présence d'une densité critique pour laquelle la probabilité de former des condensats de partons déconfinés augmente rapidement. Cette densité critique dépend de la masse des noyaux en collision, de l'énergie \sqrt{s} ainsi que de la taille transverse des partons. La densité critique est atteinte, en collision $Pb - Pb$ à $\sqrt{s} = 17,4$ GeV, pour un nombre de nucléons participants $N_{part} \simeq 125$, correspondant à une impulsion transverse moyenne des partons de 0,7 GeV. L'échelle typique du χ_c , proportionnelle à l'inverse de sa taille, est de l'ordre de 0,6 GeV. Il pourra ainsi être supprimé par les condensats de partons dès que la densité critique est atteinte. Par contre, la taille du J/ψ étant plus petite, l'échelle typique est de l'ordre de 0,9 - 1,0 GeV. Il ne pourra donc être supprimé que dans les condensats produits lors des collisions les plus centrales. Ce modèle prévoit donc une suppression anormale du J/ψ en deux étapes successives dans les collisions $Pb - Pb$ comme on peut le constater dans la figure 1.30, où ce modèle est comparé aux données obtenues par NA50. Les différences entre ce modèle et un modèle de plasma sont essentiellement au niveau des seuils de suppression prédits. Le seuil de dissociation du χ_c serait plus bas en cas de formation d'un plasma mais plus haut pour le J/ψ .

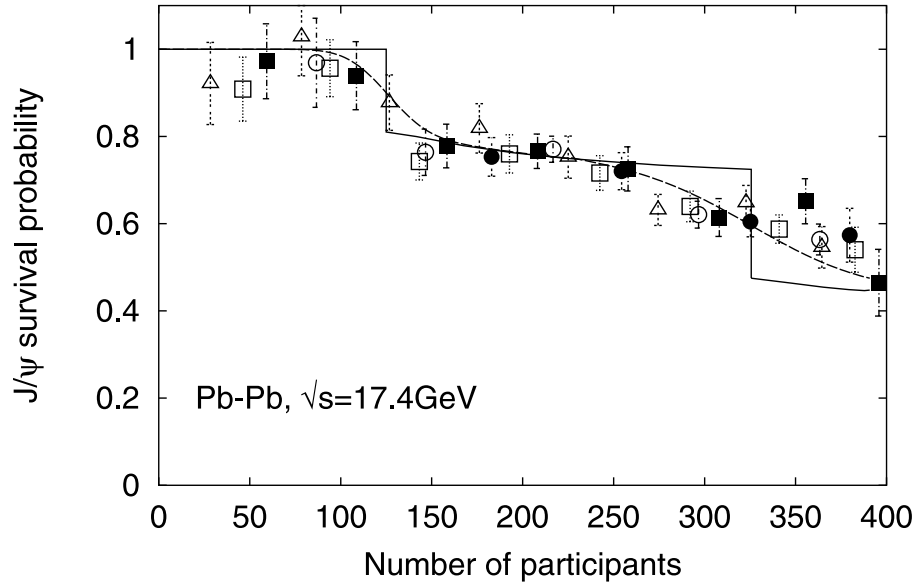


Figure 1.30 : Rapport des sections efficaces de production du J/ψ et du DRELL–YAN en fonction du nombre de nucléons participants. Les courbes représentent les prédictions d'un modèle de percolation [Nardi 98].

d. Suppression et recombinaison

Jusqu'à présent, les modèles de suppression du J/ψ présentés concernaient les paires $c\bar{c}$ produites directement dans les premiers instants de la collision. Des modèles récents ont considéré la possibilité d'avoir des paires $c\bar{c}$ non corrélées pouvant se lier ensemble (recombinaison) durant toute la durée de l'évolution du système. La probabilité qu'un quark c rencontre par hasard un quark \bar{c} est essentiellement proportionnelle au carré du nombre de paires $c\bar{c}$ ($N_{c\bar{c}}^2$). Or, le nombre de paires $c\bar{c}$ produites augmente avec l'énergie des collisions. Ainsi, ce mécanisme doit jouer un rôle important aux énergies du RHIC ($\sqrt{s} = 200$ GeV) où le nombre de paires $c\bar{c}$ créées dans des collisions $Au - Au$ est estimé à 10. Néanmoins, aux énergies du SPS ($\sqrt{s} = 17,2$ GeV), la production statistique de charmonium par coalescence des quarks c et \bar{c} à l'hadronisation, bien que faible, peut avoir une influence sur la forme de la suppression du J/ψ . Le modèle de Grandchamp et Rapp [Grandchamp 02] prend en compte les deux composantes de productions directe et statistique du charmonium :

- les J/ψ directs, produits par les collisions nucléon-nucléon primordiales, peuvent être dissociés, d'abord dans le QGP, puis dans la phase hadronique.
- la recombinaison statistique au moment de l'hadronisation du milieu de quarks c et d'antiquarks \bar{c} produits indépendamment peut former des J/ψ . Ces J/ψ nouvellement formés peuvent à leur tour être dissociés dans la phase hadronique.

Une comparaison entre le modèle et les données $Pb - Pb$ de NA50 indique un très bon accord comme on peut le constater dans la figure 1.31.

On constate qu'au SPS seulement une petite fraction des J/ψ observés provient de la recombinaison. Dans la figure 1.31 de droite, ce modèle a été extrapolé vers les plus grandes centralités en tenant compte notamment des fluctuations d'énergie transverse et de la légère perte en énergie transverse (pour $E_T > 100$ GeV) associée au déclenchement en paire de muons (observée en comparant les spectres E_T mesurés avec un déclenchement soit de biais minimum soit de dimuons). On voit qu'il reproduit de façon satisfaisante l'ensemble du spectre.

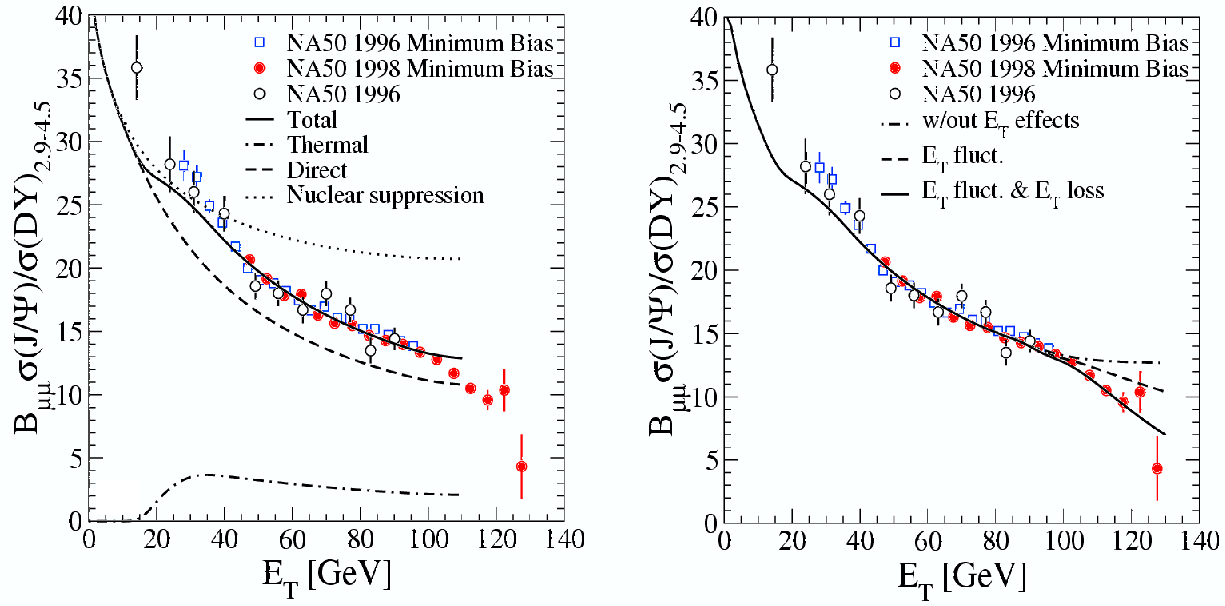


Figure 1.31 : Comparaison entre les données en $Pb - Pb$ de NA50 et le modèle à deux composantes de Grandchamp et Rapp sans (gauche) avec (droite) une prise en compte des fluctuations de l'énergie transverse et de la perte d'énergie associée au déclenchement dimuons pour les événements les plus centraux [Grandchamp 02].

Ce modèle a été appliqué aux mesures du facteur de modification nucléaire R_{AA} du J/ψ faites par PHENIX à $\sqrt{s} = 200$ GeV (figure 1.32).

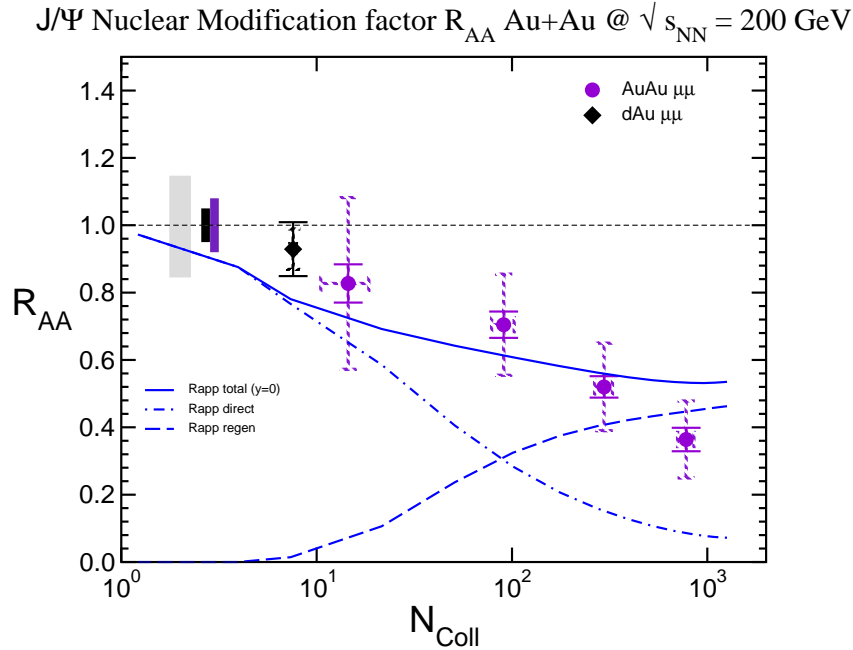


Figure 1.32 : Comparaison des facteurs de modification nucléaire R_{AA} du J/ψ des données de PHENIX avec les prédictions de Grandchamp et Rapp [Grandchamp 04b]. La courbe en pointillés correspond à la suppression dans un QGP et celle en tireté correspond à la recombinaison. La somme de ces deux contributions est représentée par la courbe en trait plein.

Sur cette figure sont indiquées les contributions directe (suppression) et de régénération ainsi que la somme de ces deux composantes. Si l'on ne considère pas la recombinaison (courbe Rapp direct), alors les prédictions surestiment la suppression. La seule suppression du J/ψ dans un QGP ne décrit pas correctement les données à RHIC. Par contre, si on ajoute la recombinaison (courbe Rapp total), les prédictions reproduisent bien les données, sauf peut être pour le point représentant les collisions les plus centrales.

1.5 Autres signatures du QGP

1.5.1 L'augmentation de l'étrangeté

a. La production d'étrangeté

En 1982, Rafelski et Müller [Rafelski 82] ont suggéré que la création de paires quark-anti-quark étranges $s\bar{s}$, et par voie de conséquence la formation de baryons et d'anti-baryons étranges, devait être plus abondante dans le QGP que dans un milieu hadronique. En effet, dans un plasma, les paires $s\bar{s}$ peuvent être produites en abondance par fusion de gluons alors que, dans un gaz de hadrons, elles ne peuvent être formées que par l'intermédiaire de paires de hadrons d'étrangeté opposée qui nécessitent beaucoup plus d'énergie.

b. Les rapports K/π , Λ/π et Ξ/π

La collaboration NA49 a mesuré les rapports K^+/π , K^-/π , Λ/π et Ξ^-/π dans les collisions $Pb - Pb$ au SPS à des énergies de 20 à 158 GeV/nucléon. Dans les figures 1.33 et 1.34, les mesures de ces rapports ont été superposées à celles de l'AGS et de RHIC puis comparées à des modèles hadroniques. Le taux de production de l'étrangeté est normalisé par le taux de production des pions : $\langle\pi\rangle = 1,5 \times (\langle\pi^+\rangle + \langle\pi^-\rangle)$.

On peut constater la présence d'un maximum dans les distributions des rapports K^+/π , Λ/π et Ξ/π à une énergie de ~ 30 GeV/c ($\sqrt{s} = 7,62$ GeV/c). Cette montée rapide de ces rapports avec l'énergie reflète l'augmentation de l'étrangeté. Les figures 1.33 et 1.34 montrent qu'aucun des modèles théoriques proposés ne reproduit complètement les résultats expérimentaux. Il s'agit des modèles statistiques HGM ("*Hadron Gaz Model*") [Bleicher 99] et SHM ("*Statistical Hadronisation Model*") [Becattini 04] et d'un modèle de transport UrQMD [Braun-Munzinger 02]. Aucun de ces modèles théoriques ne parvient à reproduire complètement les données. Cette augmentation rapide du contenu en étrangeté a été interprétée [Gaździcki 99, Gaździcki 00] comme le signal d'une transition de phase chirale. En effet, tant que le milieu déconfiné n'est pas formé, le rapport K^+/π croît avec l'énergie. Par contre, dès que ce dernier est formé, les masses des quarks diminuent en raison de la restauration de la symétrie chirale, et en conséquence les rapports K^+/π devraient être indépendants de l'énergie. Le fait que le rapport K^-/π croisse avec l'énergie s'explique par la dépendance du rapport K^-/K^+ avec la densité baryonique du milieu [Bearden 03] (voir figure 1.35).

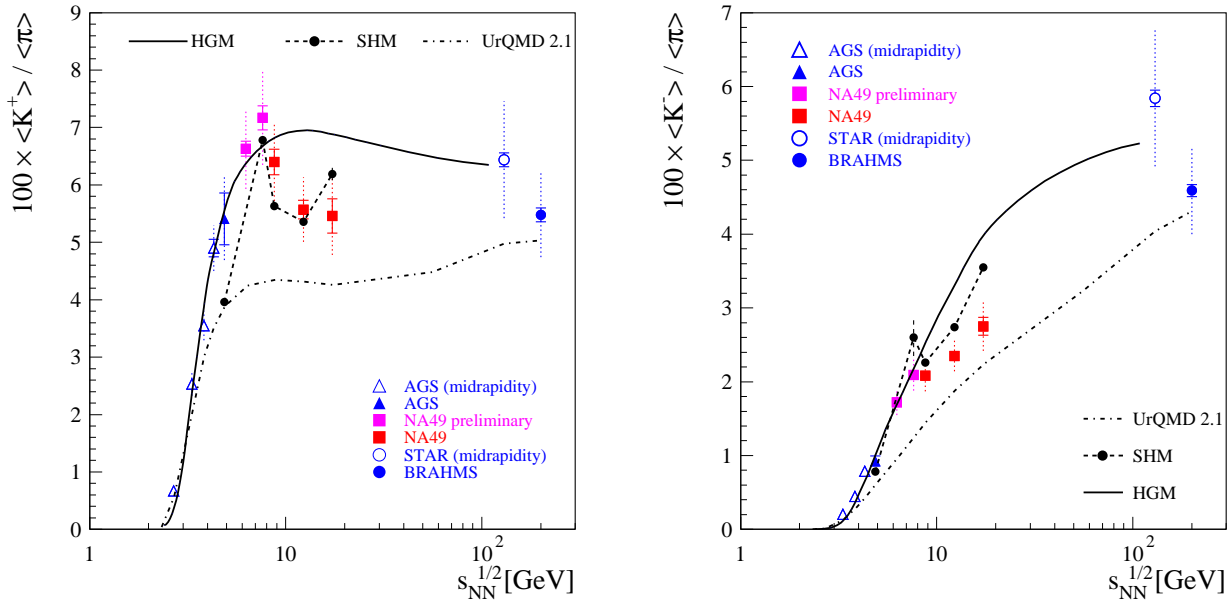


Figure 1.33 : Rapports K^+/π (gauche) et K^-/π (droite) dans les collisions $Pb - Pb$ (ou $Au - Au$) en fonction de l'énergie dans le centre de masse par paire de nucléons [Friesse 04]. Les mesures réalisées autour de la rapidité centrale sont indiquées par les symboles ouverts et celles effectuées dans tout l'espace de phase sont représentées par des symboles pleins. Les prédictions de modèles théoriques HGM [Bleicher 99], SHM [Becattini 04] et UrQMD [Braun-Munzinger 02] sont comparées aux données.

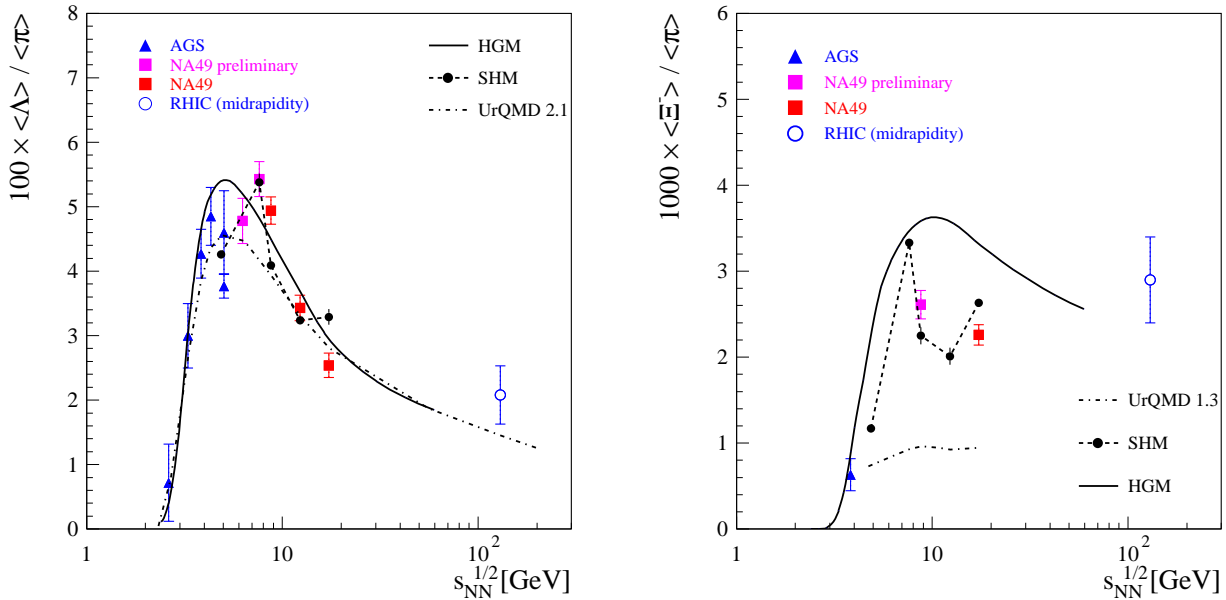


Figure 1.34 : Rapports Λ/π (gauche) et Ξ^-/π (droite) dans les collisions $Pb - Pb$ (ou $Au - Au$) en fonction de l'énergie dans le centre de masse par paire de nucléons [Friesse 04].

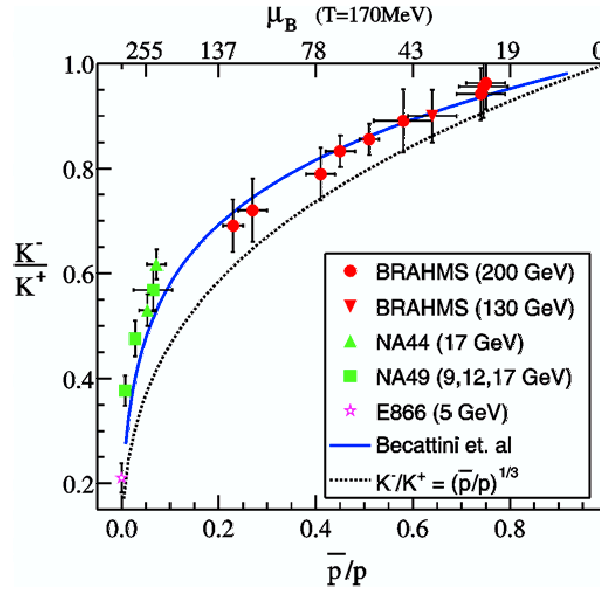


Figure 1.35 : Corrélation entre les rapports des kaons chargés K^-/K^+ et antiproton/proton (\bar{p}/p) [Bearden 03]. L'échelle supérieure correspond au potentiel chimique baryonique μ_B en MeV.

c. Production des baryons et antibaryons étranges

Comme nous l'avons déjà dit, l'augmentation de la production d'étrangeté dans un plasma doit se manifester à travers une production accrue de particules étranges et multi-étranges. Plus la particule contient de quarks étranges, plus la différence entre les taux de production de ces particules pour un QGP et un gaz hadronique sera importante. Sur la figure 1.36 est représenté le taux de production mesuré par WA97/NA57 [Bruno 04] des baryons et des antibaryons étranges, Λ - $\bar{\Lambda}$ (étrangeté $|s| = 1$), Ξ - $\bar{\Xi}$ ($|s| = 2$), Ω - $\bar{\Omega}$ ($|s| = 3$), rapporté à celui des collisions $p - Be$ en fonction du nombre de participants pour des collisions $p - Be$, $p - Pb$ et $Pb - Pb$.

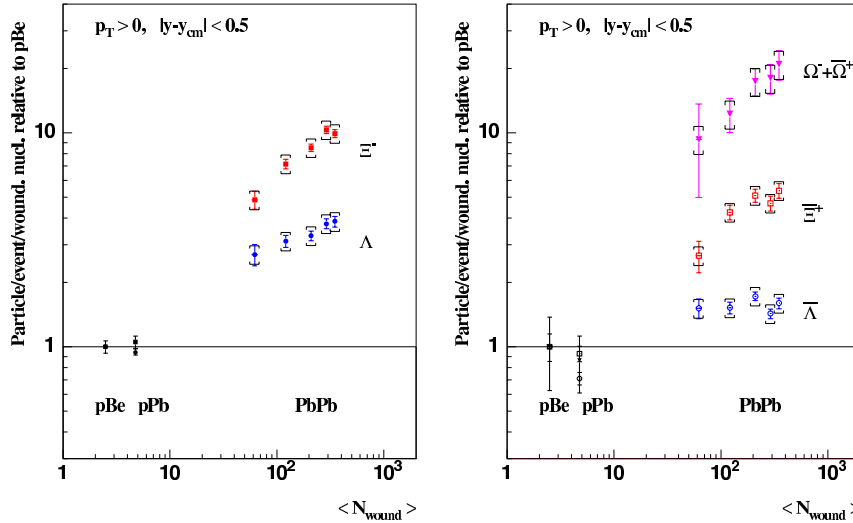


Figure 1.36 : Taux de production des baryons (gauche) et antibaryons (droite) étranges par événement et rapporté aux taux de collisions $p - Be$, en fonction du nombre de participants N_{wound} ("wounded nucleon"). Ces résultats ont été obtenus par la collaboration WA97/NA57 [Bruno 04] dans les collisions $p - Be$, $p - Pb$ et $Pb - Pb$ à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV.

On observe une nette augmentation des taux de production des baryons et des anti-baryons étranges quand on passe des collisions $p - Be$ à $Pb - Pb$. Pour les Ω , cette augmentation est d'un facteur 20, ce qui est difficile à reproduire avec des modèles purement hadroniques. On constate également une production E d'autant plus importante que le contenu en étrangeté de la particule est important : $E(\Omega) > E(\Xi) > E(\Lambda)$ en accord avec les prédictions fondées sur la formation d'un QGP.

d. Production du méson ϕ

Le méson ϕ , composé d'une paire $s\bar{s}$, devrait refléter également l'augmentation de l'étrangeté en présence de QGP. La production de ϕ devrait donc augmenter par rapport aux résonances non étranges comme le ρ et le ω [Shor 85]. L'expérience NA38/NA50 a étudié la production des mésons ϕ , ρ et ω dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à travers leur canal de désintégration en dimuons $\mu^+\mu^-$. La figure 1.37 montre la dépendance du rapport $\phi/(\rho + \omega)$ en fonction du nombre de participants N_{part} et de l'impulsion transverse p_T [Quintans 02].

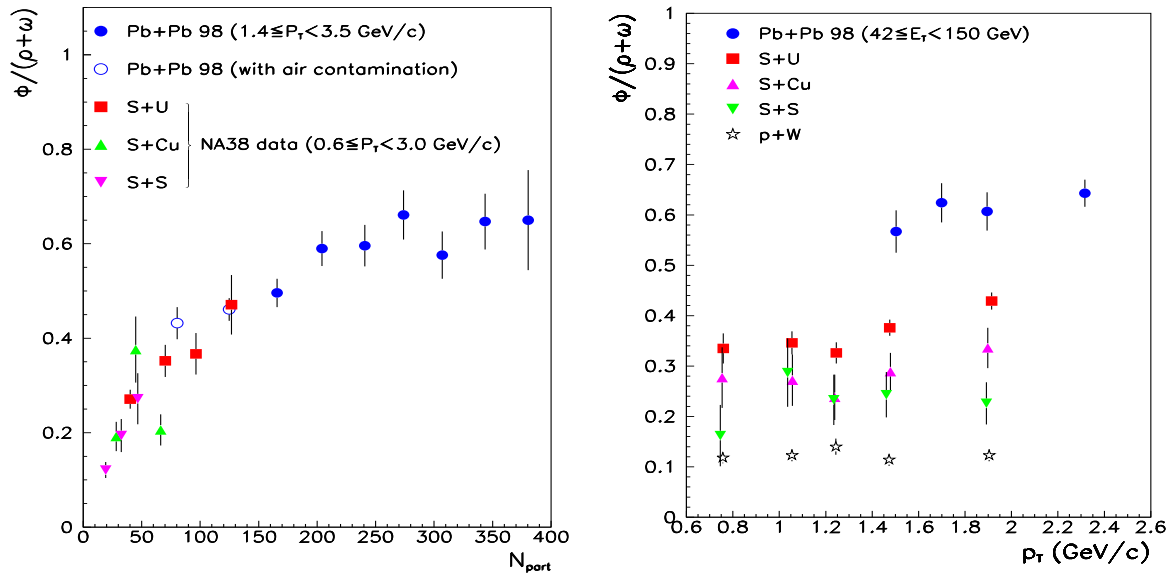


Figure 1.37 : Rapport $\phi/(\rho + \omega)$ mesuré dans différentes collisions par NA38/NA50 en fonction du nombre de participants N_{part} (gauche) et de l'impulsion transverse p_T (droite) [Quintans 02].

Sur la figure 1.37 de gauche, on peut constater que la production du méson ϕ augmente plus rapidement que le ρ et le ω en fonction de la centralité de la collision représentée ici par le nombre de participants. On peut remarquer que le rapport $\phi/(\rho + \omega)$ dans les collisions $Pb - Pb$ a tendance à saturer pour les collisions centrales ($N_{part} \sim 250$). La figure 1.37 de droite indique que le rapport des sections efficaces reste constant en fonction des p_T des dimuons mais dépend de la taille du système cible-projectile.

NA49 a étudié le ϕ à travers le canal hadronique K^+K^- dans les collisions $p - p$, $p - Pb$ et $Pb - Pb$ à une énergie de 158 GeV/c/nucléon. La comparaison du taux de production du ϕ normalisé par le taux de production du π entre les collisions $Pb - Pb$ centrales et $p - p$ inélastiques conduit à un facteur d'augmentation du ϕ qui vaut [Afanasiev 00] :

$$\frac{\langle \phi \rangle / \langle \pi \rangle (Pb - Pb \text{ centrales})}{\langle \phi \rangle / \langle \pi \rangle (p - p \text{ inélastiques})} = 3,0 \pm 0,7 \quad (1.25)$$

où $\langle\phi\rangle$ est la multiplicité moyenne des ϕ et $\langle\pi\rangle = (\langle\pi^+\rangle + \langle\pi^-\rangle)/2$ celle des pions. Le facteur d'augmentation obtenu par NA49 est en accord avec celui de NA50. En effet, NA50 trouve un facteur d'augmentation du rapport $\phi/(\rho + \omega)$ de l'ordre de 3 en passant des collisions $d - C$ aux collisions $Pb - Pb$ centrales [Jouan 98, Willis 99]. Les valeurs absolues du taux de production du ϕ sont par contre en désaccord comme on peut le voir à partir des valeurs du paramètre de pente T_ϕ extrait des distributions en masse transverse⁷. NA49 a obtenu : $T_\phi = 305 \pm 15$ MeV [Afanasiev 00] en collisions $Pb - Pb$ dans le domaine en masse transverse 1,5 - 2,4 GeV/c² alors que NA50 donne, dans ce même intervalle, une valeur de $T_\phi = 216 \pm 15$ MeV [Alessandro 03b]. Ce désaccord, connu sous le nom de “ ϕ -puzzle”, est peut être dû au fait que NA49 mesure la production de ϕ par un canal hadronique alors que NA50 le fait par le canal leptonique $\mu^+\mu^-$. La rediffusion des K dans le milieu dense pourrait réduire le taux de ϕ observé dans la voie K^+K^- .

L'expérience CERES a mesuré la production du ϕ par l'intermédiaire de sa désintégration en paires K^+K^- et e^+e^- . Les résultats sont indiqués sur la figure 1.38 et comparés à ceux de NA49 et NA50 [Miskowiec 05].

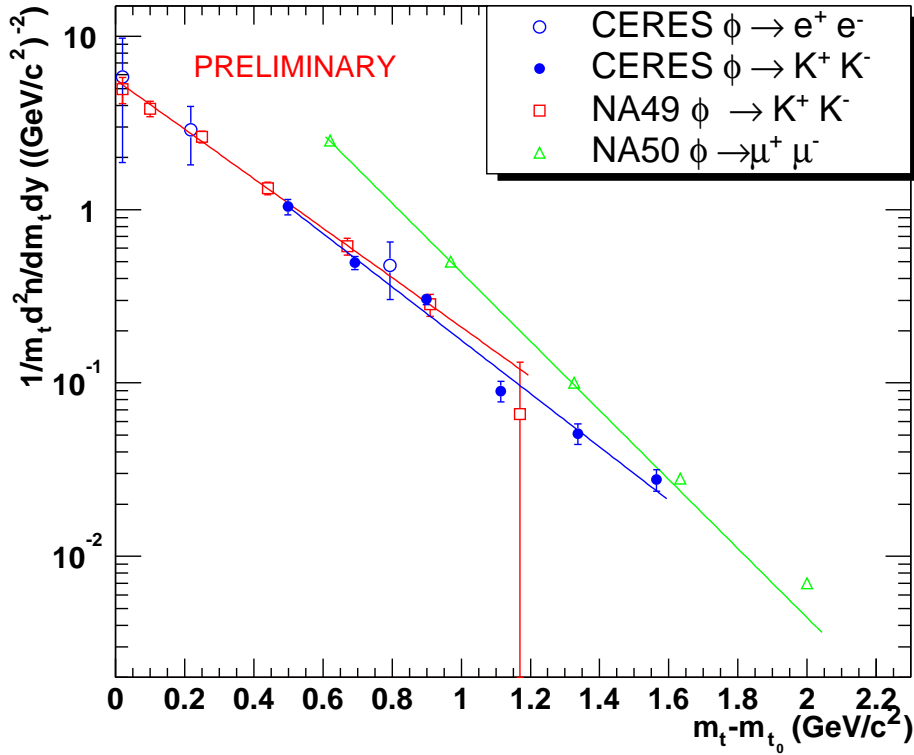


Figure 1.38 : Distribution en masse transverse des ϕ reconstruits à travers leur désintégration en paires K^+K^- et e^+e^- par l'expérience CERES comparée aux résultats de NA49 et NA50.

Les résultats de CERES sur la production du ϕ à travers sa désintégration hadronique et leptonique sont en parfait accord avec ceux de NA49 et n'indiquent pas de différence significative entre les canaux de désintégrations hadronique et leptonique.

⁷La masse transverse m_T d'une particule de masse m et d'impulsion transverse p_T est définie par la relation $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$.

1.5.2 Modification des résonances de basses masses

L'expérience CERES/NA45 a mesuré la production de paires e^+e^- à basse masse dans les collisions $p - A$, $S - U$ et $Pb - Au$ à $\sqrt{s} = 17.3$ GeV. Le spectre de masse en réaction $p - A$ est bien représenté par les sources hadroniques connues (le "cocktail hadronique") : désintégration Dalitz du π^0 , η , η' et désintégration des résonances ρ , ω et ϕ . Par contre, un excès par rapport à ce cocktail a été observé en $S - U$ et $Pb - Au$ pour $m_{e^+e^-} > 0,2$ GeV. Les résultats en $Pb - Au$ ainsi que les contributions du cocktail hadronique sont indiqués sur la figure 1.39 gauche.

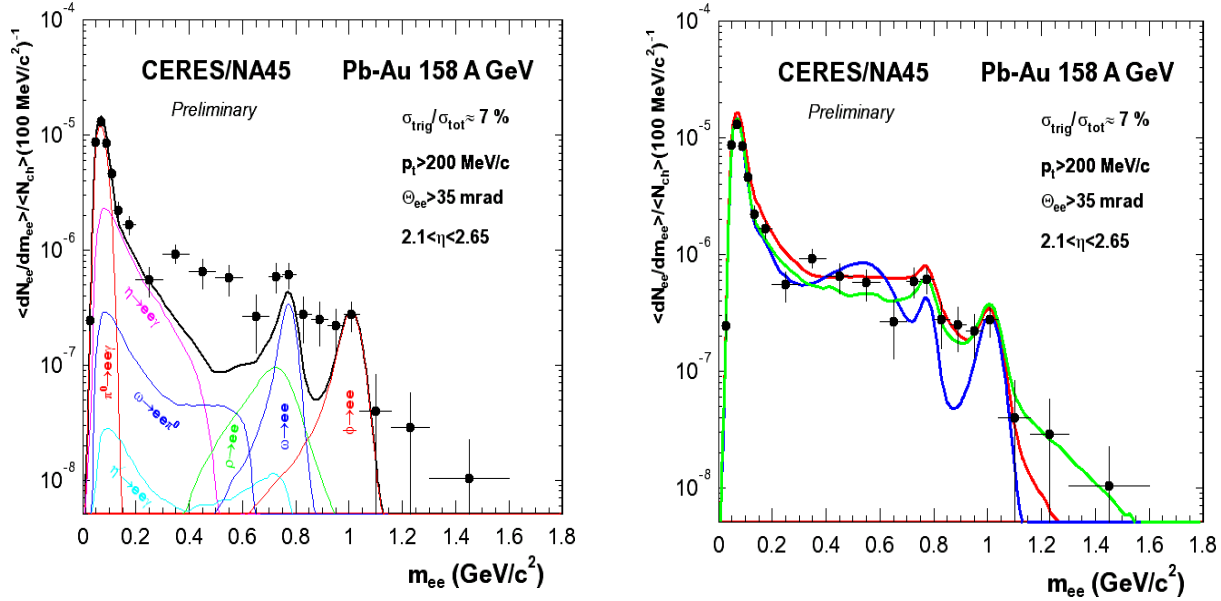


Figure 1.39 : Gauche : comparaison des données expérimentales en collisions $Pb - Au$ à $\sqrt{s} = 17.3$ GeV avec un "cocktail" de désintégrations hadroniques. Droite : calculs théoriques impliquant soit une diminution (ligne bleue) soit un élargissement (ligne rouge) de la masse du ρ soit un rayonnement thermique (ligne verte) [Miskowiec 05].

Ces mesures ont permis de quantifier cette augmentation à $2,8 \pm 0,5$ dans la zone de masse entre 0,2 et 0,6 GeV/c² [Miskowiec 05]. Cette augmentation est généralement expliquée par les rayonnement thermique de la boule de feu formée via l'annihilation $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow e^+e^-$.

Différents modèles théoriques tentent de reproduire les données sur la figure 1.39 droite. Ces derniers sont basés soit sur une diminution de la masse du ρ (ligne bleue) [Li 96], soit sur un élargissement de la masse du ρ (ligne rouge) [Rapp 99], soit encore un rayonnement thermique (ligne verte) [Kämpfer 05]. Les erreurs statistiques et systématiques ne permettent pas de trancher entre ces différents modèles. Il faut cependant signaler que le χ^2 par degré de liberté dans l'hypothèse d'une diminution de la masse du ρ est le double de celui des deux autres modèles. Elle implique également la présence d'un minimum entre le ρ et le ϕ qui n'est pas présent dans les données.

1.5.3 Production de photons et de dileptons thermiques

L'annihilation $q\bar{q}$ dans un QGP peut conduire à la formation de photons réels ou virtuels se matérialisant en dileptons thermiques si le milieu est thermalisé. Etant insensibles à l'interaction forte, ces derniers ne sont pas affectés par les différentes phases de l'évolution du milieu environnant. Ils permettent donc de sonder ce milieu au moment de leur création.

En 1978, Shuryak [Shuryak 78] a montré à l'aide d'un modèle thermodynamique que, comme dans tout milieu en équilibre thermique, le QGP doit émettre un rayonnement électromagnétique, par annihilation $q\bar{q}$ ou diffusion Compton de gluons sur des quarks, plus important que celui émis par un gaz hadronique à la même température. La région de masse comprise entre le ϕ et le J/ψ (souvent appelée "région des masses intermédiaires") serait la région la plus favorable à l'observation des dileptons thermiques [Shuryak 80].

La collaboration WA98 a observé un excès de photons [Aggarwal 00] en fonction de leur impulsion transverse p_T dans les collisions $Pb - Pb$ à 158 GeV/c/nucléon comme on peut le constater dans la figure 1.40.

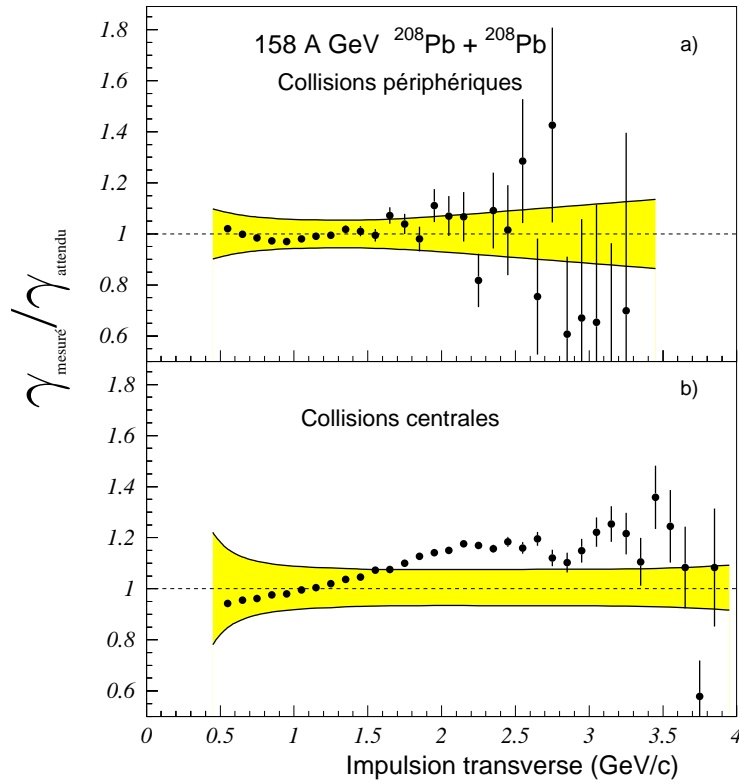


Figure 1.40 : Rapport du taux de photons mesuré $\gamma_{\text{mesuré}}$ par WA98 sur le taux de photon attendu γ_{attendu} en fonction de l'impulsion transverse p_T des photons pour des collisions $Pb - Pb$ à 158 GeV/c/nucléon périphériques (a) et centrales (b) [Aggarwal 00]. Les bandes colorées représentent les erreurs systématiques.

La figure 1.40 du haut, qui concerne les collisions périphériques, ne montre aucun excès du taux de photons mesuré $\gamma_{\text{mesuré}}$ par rapport à celui attendu γ_{attendu} en fonction de l'impulsion transverse du photon. En revanche, dans les collisions centrales, figure 1.40 du bas, le rapport $\gamma_{\text{mesuré}}/\gamma_{\text{attendu}}$ est supérieur à l'unité pour des impulsions transverses > 2 GeV/c, impliquant un excès de taux de photons mesuré par rapport à celui attendu d'environ 20 %.

Les expériences NA38/NA50 ont observé un excès de paires $\mu^+\mu^-$ dans la région des masses intermédiaires dans les collisions $Pb - Pb$ centrales par rapport aux collisions $p - A$. En effet, le spectre en masse des dimuons dans les collisions $p - A$ est bien reproduit par la superposition du DRELL-YAN et de la désintégration du charme ouvert en dimuons. En extrapolant les résultats des collisions $p - A$ aux collisions $Pb - Pb$, on sous-estime la production dans cette région de masse, comme on peut le constater dans la figure 1.41 où est représenté le rapport des données mesurées dans l'intervalle de masse $[1,6 - 2,5]$ GeV/c² sur les sources attendues en fonction du nombre de participants.

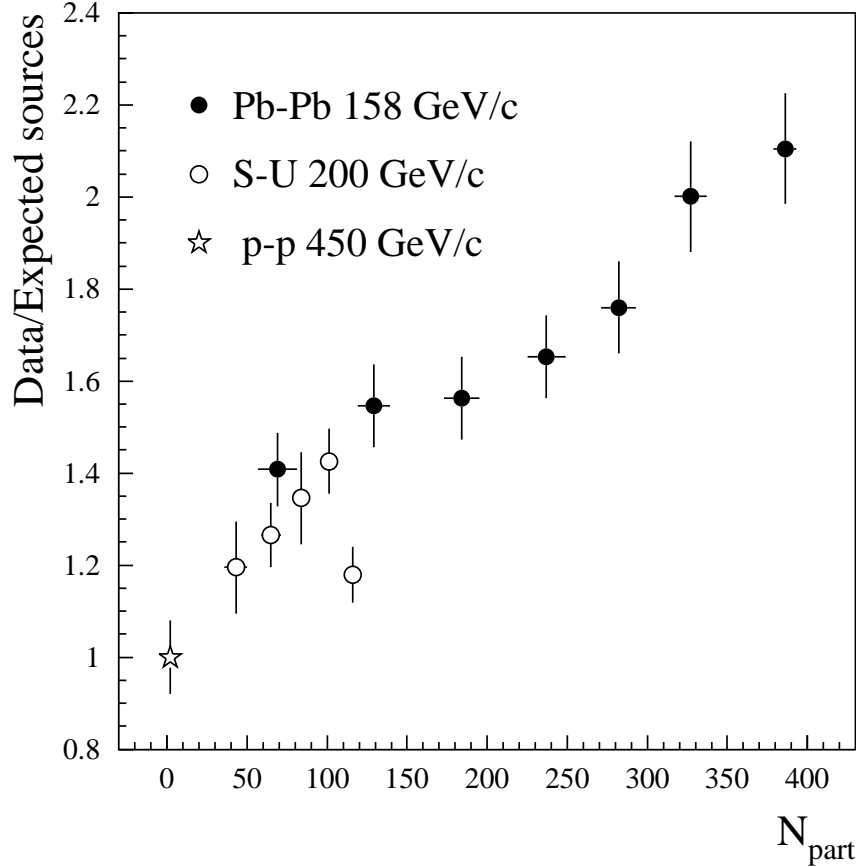


Figure 1.41 : Rapport entre les données mesurées dans la région des masses intermédiaires par NA38/NA50 et celles attendues en fonction du nombre de participants [Capelli 02].

On observe que ce rapport croît linéairement avec le nombre de participants, atteignant une valeur de 2,1 pour les collisions $Pb - Pb$ les plus centrales. La nature de cet excès n'est pas connue mais plusieurs modèles théoriques tentent de l'expliquer. Celui de Lin et Wang [Lin 98], basé sur la rediffusion des mésons D et \bar{D} ne permet pas de reproduire les données (figure 1.42 centre). L'excès observé peut être interprété également comme une augmentation du charme ouvert [Wong 96] comme on peut le voir figure 1.42 gauche. Enfin, le modèle de Rapp et Shuryak [Rapp 00b] basé sur l'émission de dileptons thermiques, rend bien compte des données (figure 1.42 droite). Le spectre en masse dans la région des masses intermédiaires est bien reproduit par une augmentation du charme mais également par une production de dimuons thermiques. Ces mesures ne permettent pas de trancher entre ces deux possibilités.

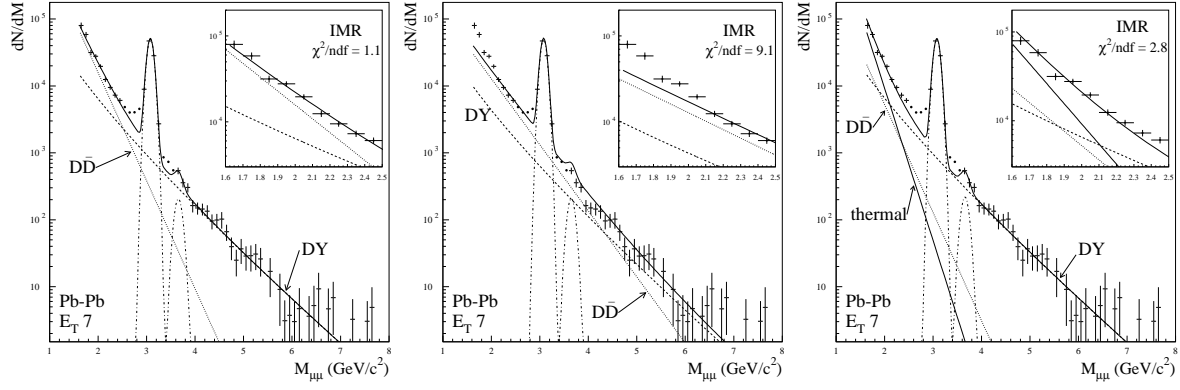


Figure 1.42 : Spectres en masse invariante des dimuons issus de collisions $Pb - Pb$ centrales comparés à différents modèles. A gauche : augmentation de la production du charme, au centre : rediffusion des mésons D et à droite : production des dimuons thermiques [Capelli 02].

1.5.4 Modèle statistique de production de hadrons

Les hadrons sont essentiellement produits dans les dernières étapes de l'évolution du système formé dans les collisions noyau-noyau. Ce sont donc des signatures indirectes du milieu formé au début de la collision. Néanmoins, on peut espérer que leur étude (rapport d'abondance, distribution en impulsion transverse, ...) reflète d'une certaine manière l'état initial formé. Si l'on s'intéresse à la production intégrée des hadrons, les modèles statistiques (thermiques) permettent de prédire leurs rapports d'abondance.

Dans ce type de modèle [Becattini 04], la multiplicité d'une particule primaire j , de masse m_j et de spin J_j peut s'écrire :

$$\langle n_j \rangle = \frac{(2J_j + 1)V}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3p}{e^{\sqrt{p^2 + m_j^2}/T - \vec{\mu} \cdot \vec{q}_j/T} \pm 1} \quad (1.26)$$

où $+$ ($-$) s'applique aux fermions (bosons), V est le volume dans lequel se fait l'équilibre chimique, $\vec{q}_j = (Q_j, B_j, S_j)$ est un vecteur du hadron j ayant comme composantes la charge Q_j , le nombre baryonique B_j et l'étrangeté S_j , $\vec{\mu} = (\mu_Q, \mu_B, \mu_S)$ est le vecteur correspondant aux potentiels chimiques reliés à la charge, au nombre baryonique et à l'étrangeté et T représente la température du milieu.

Les lois de conservation du nombre baryonique, de l'étrangeté et de la charge permettent de contraindre V , μ_S et μ_Q . Les paramètres libres du modèle sont la température T et le potentiel chimique μ_B . Ce modèle permet l'ajustement simultané de ces paramètres afin de reproduire les abondances observées.

Un paramètre supplémentaire γ_s [Koch 86] doit cependant être introduit pour reproduire la multiplicité des hadrons contenant des quarks étranges. La relation donnant la multiplicité hadronique est toujours donnée par 1.26 après remplacement du terme $e^{-\vec{\mu} \cdot \vec{q}_j/T}$ par $\gamma_s^S e^{-\vec{\mu} \cdot \vec{q}_j/T}$, où s est le nombre de quarks étranges et anti-étranges dans la particule considérée.

La figure 1.43 indique en ordonnée les multiplicités d'un certain nombre de hadrons émis en collisions $Au - Au$ à l'AGS (à gauche) et $Pb - Pb$ au SPS (à droite) et en abscisse celles calculées dans le cadre d'un modèle statistique [Becattini 04].

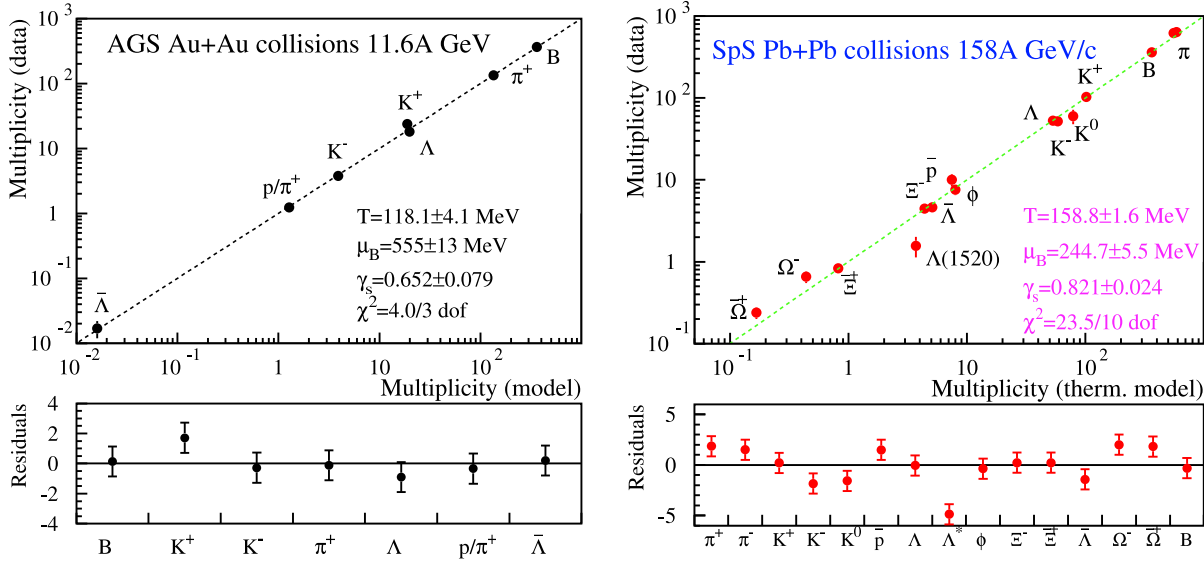


Figure 1.43 : Multiplicité des hadrons mesurée en fonction de celle calculée par un modèle statistique [Becattini 04] pour des collisions $Au - Au$ à l'AGS à 11,6 GeV/c/nucléon (à gauche) et $Pb - Pb$ au SPS (NA49) à 158 GeV/c/nucléon (à droite). Les paramètres du modèle statistique sont indiqués sur les figures. Les figures du bas indiquent l'écart entre mesures et modèle.

On constate que le modèle décrit bien les données comme le montre la partie inférieure de la figure 1.43 indiquant les résidus entre les mesures et les prédictions en fonction de la nature du hadron. On voit qu'à ces énergies, γ_s est inférieur à 1 et que le potentiel chimique du milieu est encore élevé. Ceci implique que l'équilibre thermodynamique n'est pas atteint dans le cas des quarks étranges.

Ce n'est plus le cas à plus haute énergie comme on peut le voir dans la figure 1.44 où les données de RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV en collisions $Au - Au$ centrales [Adcox 05] sont ajustées par un autre type de modèle thermique, celui de Kaneta et Xu [Kaneta 04]. Les paramètres thermiques extraits de cet ajustement sont : $T_{chem} = 157 \pm 3$ MeV, $\mu_B = 23 \pm 3$ MeV et $\gamma_s = 1,03 \pm 0,04$. Le fait que dans un gaz hadronique γ_s soit proche de l'unité, indiquant que l'équilibre est atteint pour les quarks étranges, peut être considéré comme un indice en faveur du QGP. La dépendance du paramètre γ_s avec l'énergie a été étudiée par Becattini *et al.* [Becattini 04].

De l'ensemble de ces analyses, il est possible de déduire la variation de la température du milieu lorsque les abondances des différentes particules restent stables (gel chimique) en fonction du potentiel chimique comme on peut le voir sur la figure 1.45 [Becattini 04]. Cette courbe donne une estimation de la température de transition vers un état déconfiné en fonction de μ_B .

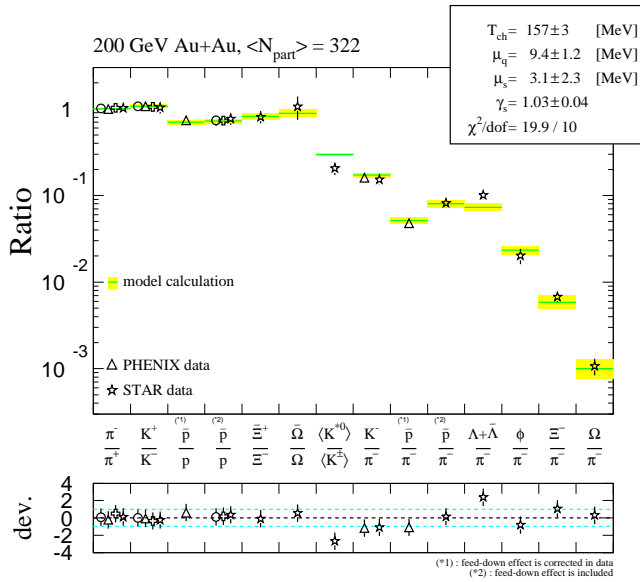


Figure 1.44 : Rapports des taux de production de particules mesurés auprès de RHIC par les expériences PHENIX (triangles), STAR (étoiles), BRAHMS (cercles) et PHOBOS (croix) à mi-rapacité dans les collisions $Au - Au$ centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Adcox 05]. Le modèle thermique (bandes jaunes) de Kaneta et Xu [Kaneta 04] est superposé aux données.

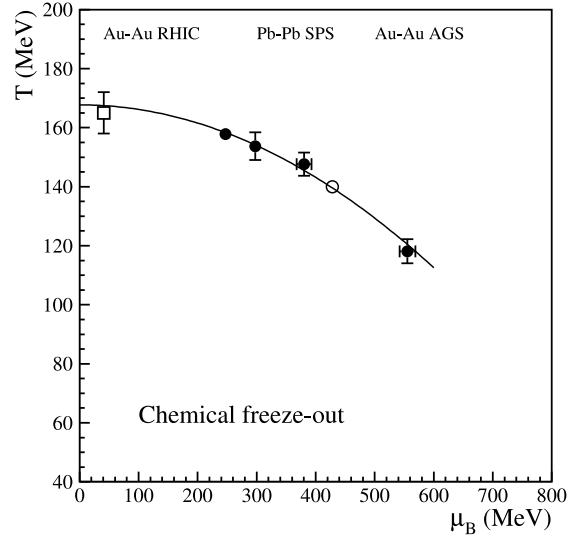


Figure 1.45 : Valeurs des paramètres de température T et de potentiel chimique μ_B au moment du gel chimique obtenues dans plusieurs types de collisions d'ions lourds [Becattini 04]. Les ronds noirs se rapportent aux collisions $Au - Au$ à 11,6 GeV/c/nucléon et $Pb - Pb$ à 40, 80 et 158 GeV/c/nucléon. Le carré vide a été extrait des rapports des taux de particules mesurés à mi-rapacité en collisions $Au - Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV [Florkowski 02]. L'ensemble des ronds noirs a ensuite été ajusté par une parabole. Le rond vide provient quant à lui des collisions $Pb - Pb$ à 30 GeV/c/nucléon mais a été contraint de façon à être sur la parabole.

1.6 Recherche du QGP au RHIC

Le collisionneur RHIC, installé à Brookhaven, a commencé à délivrer des faisceaux d'ions lourds en 2000. Depuis son démarrage, quatre expériences prennent des données : BRAHMS (“*Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers*”), PHENIX (“*Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment*”), PHOBOS et STAR. Les différents systèmes étudiés sont $p - p$, $d - Au$, $Cu - Cu$ et $Au - Au$ à des énergies $\sqrt{s} = 19$; 62,4; 130 et 200 GeV/nucléon. De nombreux résultats en faveur de la création d'un état très dense dans les collisions $Au - Au$ ont été publiés par les quatre expériences BRAHMS [Arsene 05], PHOBOS [Betts 05], PHENIX [Adcox 05] et STAR [Adams 05]. Nous présenterons quelques-uns des résultats les plus marquants obtenus à RHIC.

1.6.1 L'atténuation des gerbes partoniques (“*jet quenching*”)

Lors des collisions primaires nucléon-nucléon du RHIC, des partons de grande impulsion sont susceptibles d'être émis. Ces derniers peuvent alors produire des gerbes de particules par fragmentation. La production de ces gerbes serait sensible au milieu produit par la collision [Gyulassy 90] car la perte d'énergie des partons initiaux est différente selon qu'ils traversent un gaz hadronique

ou un QGP. Pour pouvoir comparer la production de particules dans une zone de pseudo-rapidité η et d'impulsion transverse p_T dans les collisions $A - B$ par rapport à celle dans les collisions $p - p$, on définit le rapport de modification nucléaire R_{AB} comme :

$$R_{AB}(p_T) = \frac{d\sigma_{AB}/d\eta d^2p_T}{\langle N_{bin} \rangle d\sigma_{NN}/d\eta d^2p_T} \quad (1.27)$$

où $\langle N_{bin} \rangle$ est le nombre moyen d'interactions nucléon-nucléon dans les collisions $A - B$ (voir annexe A). Ce facteur est égal à 1 si la collision $A - B$ est essentiellement une superposition incohérente de collisions nucléon-nucléon.

Les facteurs de modification nucléaire, mesurés en collisions $d - Au$ pour les hadrons chargés et les π^0 , sont présentés sur la figure 1.46.

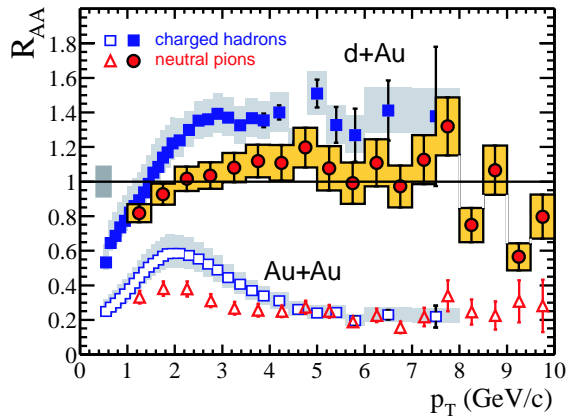


Figure 1.46 : Facteurs de modification nucléaire R_{AA} pour les pions neutres et pour les hadrons chargés, mesurés en collisions $d - Au$ et $Au - Au$ centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV par l'expérience PHENIX [Adler 03].

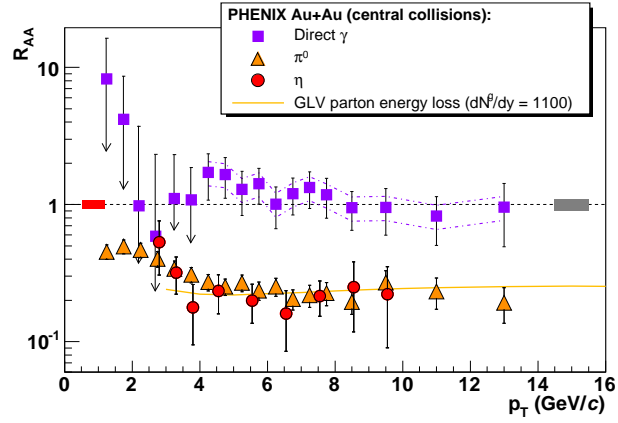


Figure 1.47 : Facteur de modification nucléaire R_{AuAu} en fonction de l'impulsion transverse p_T pour les photons directs (carrés violets), pour les π^0 (triangles jaunes) et pour les η dans les collisions les plus centrales [Adler 06]. La courbe jaune correspond à un modèle théorique basé sur la perte d'énergie partonique GLV (Gyulassy-Levai-Vitev) [Vitev 02].

On peut voir que dans les collisions $d - Au$ le rapport R_{dAu} pour les hadrons chargés augmente jusqu'à 3 GeV/c, ce qui est expliqué par l'effet Cronin⁸ qui redistribue la production des hadrons des bas p_T vers les hauts p_T . Cet effet est bien plus faible dans le cas des pions que dans le cas des hadrons (figure 1.46).

Dans les collisions $Au - Au$ centrales, on constate que le facteur de suppression nucléaire R_{AuAu} est très inférieur à 1 que ce soit pour les hadrons ou les π^0 . Cette suppression par rapport aux collisions $d - Au$ est de l'ordre d'un facteur 5 pour $p_T > 5$ GeV/c. Ainsi, cette suppression des hadrons à grand p_T dans les collisions $Au - Au$, non présente en collisions $d - Au$, doit être un effet de l'état final impliquant la création d'un état de la matière très dense dans ces collisions.

⁸L'effet Cronin [Cronin 75, Antreasyan 79] traduit l'augmentation de l'impulsion transverse moyenne d'un parton par collisions multiples avec les nucléons du milieu traversé avant son interaction.

Ce phénomène d’atténuation de la production de hadrons, dénommé “*jet quenching*”, est relié à la perte d’énergie du parton ayant initié la gerbe dans un milieu de grande densité que l’on peut interpréter comme un plasma.

Sur la figure 1.47 est représenté le facteur de modification R_{AuAu} des productions de photons directs (issus des diffusions partoniques), π^0 et η obtenus par l’expérience PHENIX en collisions $Au - Au$ centrales. On peut remarquer sur cette figure que les photons directs de $p_T > 2$ GeV/c semblent ne pas être atténués. En effet, les photons directs énergétiques sont peu sensibles à la nature de l’état final. Par contre, on constate pour les mésons π^0 et η une diminution similaire d’un facteur ~ 5 et un comportement constant dans le domaine compris entre 4 et 20 GeV/c. Cette absence de dépendance avec la masse de l’atténuation des π^0 , η et hadrons chargés est en accord avec le scénario où le parton initial perd son énergie dans un milieu dense.

Une prédiction théorique du comportement des pions neutres qui prend en compte les effets des états initiaux (shadowing et effet Cronin) est indiquée sur la figure 1.47 (courbe jaune). Ce comportement provient de la perte d’énergie radiative des partons initiaux dans un milieu dense. Avec une densité de gluons de $dN^g/dy = 1100$, le modèle reproduit bien les données. Cette valeur conduit à une densité d’énergie initiale de 15 GeV/fm³ en collisions $Au - Au$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV [Vitev 02].

Cette observation au RHIC a motivé la recherche d’un tel effet à plus basse énergie au SPS. Des indices d’atténuation des gerbes ont récemment été observés par les expériences WA98 [Enterria 04], NA57 [Antinori 05] et NA49 [László 05]. Cependant, l’effet Cronin est très important dans la zone en impulsion transverse étudiée (< 4 GeV/c) rendant les facteurs de modification nucléaire très proche de l’unité. Les données sont néanmoins mieux représentées à l’aide de modèles incluant la perte en énergie des partons.

1.6.2 Corrélation azimutale des di-hadrons

Les gerbes partoniques étudiées au paragraphe précédent proviennent de diffusions parton-parton dures. Elles doivent donc être accompagnées par la gerbe associée à l’autre parton à un angle azimutal opposé. Il est difficile de reconstruire complètement les gerbes associées aux partons dans les collisions $Au - Au$ en raison de la grande multiplicité des particules émises. Les expériences du RHIC, pour pallier à ce problème, sélectionnent les particules de plus grand p_T et mesurent la distribution azimutale $C(\Delta\phi = \phi_{trig} - \phi)$, par rapport à ces particules de référence (ϕ_{trig}), des autres hadrons (d’azimut ϕ) du même événement.

L’expérience STAR a mesuré les corrélations $C(\Delta\phi)$ dans l’intervalle $|\eta| < 0,7$ avec, pour les particules qui ont déclenché, une impulsion transverse p_{Ttrig} comprise entre 4 et 6 GeV/c et, pour les particules partenaires, une impulsion transverse entre 2 GeV/c et p_{Ttrig} . La figure 1.48 (a) montre la corrélation $C(\Delta\phi)$ en $p - p$ et $d - Au$. Elle présente un premier pic à $\phi \sim 0$ radian pour les particules ayant déclenché l’acquisition et associées au premier parton et un second pic à $\phi \sim \pi$ radians correspondant aux particules détectées émises dans la direction opposée à la première provenant de la fragmentation du parton partenaire. La figure 1.48 (b) compare cette corrélation dans les collisions $p - p$ et les collisions $Au - Au$ centrales.

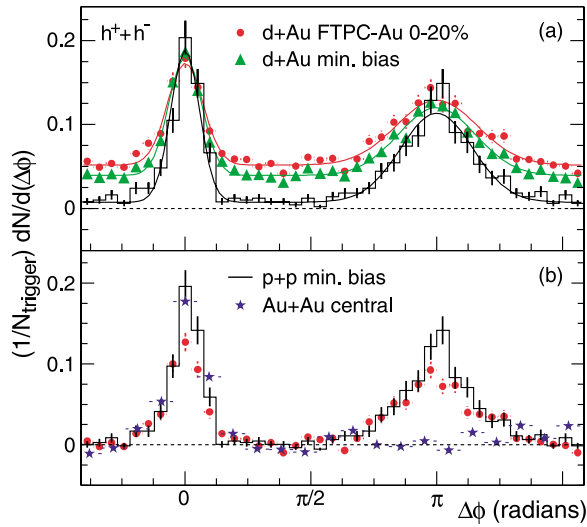


Figure 1.48 : Corrélation azimutale $C(\Delta\phi)$ des di-hadrons de haut p_T mesurée dans l'expérience STAR [STAR 03] dans les collisions a) d – Au pour toutes les centralités (triangles verts) et pour les collisions centrales (ronds rouges) et dans les collisions p – p (histogramme en noir), b) dans les collisions p – p (histogramme), Au – Au centrales (étoiles bleues) et d – Au centrales (ronds rouges).

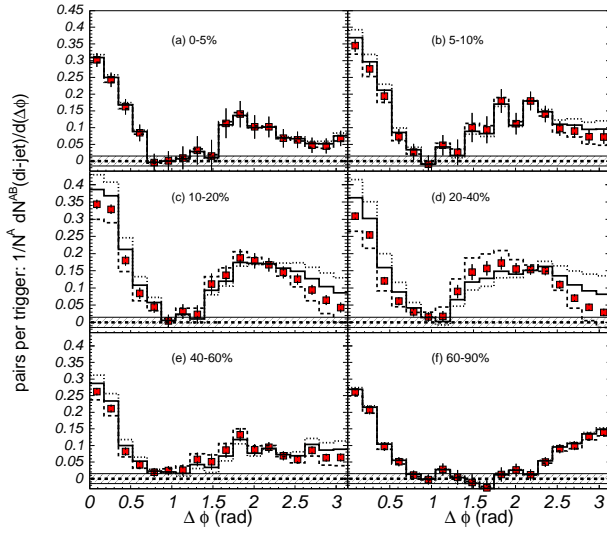


Figure 1.49 : Corrélation azimutale $C(\Delta\phi)$ mesurée dans l'expérience PHENIX [Adler 05] dans les collisions Au – Au pour plusieurs tranches de centralité. L'impulsion transverse de la particule qui déclenche est toujours dans l'intervalle $4 < p_{Ttrig} < 6$ GeV/c tandis que pour les particules associées le domaine est restreint à $1 < p_{Ttrig} < 2,5$ GeV/c.

Les distributions azimutales des particules à grand p_T montrent des corrélations dos à dos dans les collisions p – p. En revanche, dans les collisions centrales Au – Au, ces corrélations ont complètement disparu. Ceci peut s'expliquer par la perte d'énergie quasi-totale d'un des partons de la paire qui doit traverser un grand volume de matière tandis que l'autre peut s'en échapper librement. La disparition du pic autour de $\Delta\phi = \pi$ implique que les particules provenant de cette gerbe soit ont perdu de l'énergie ($p_T < 2$ GeV/c) soit ont diffusé à d'autres angles. C'est ce que l'on peut voir sur la figure 1.49 où les particules qui ont déclenché ont une impulsion transverse $4 < p_{Ttrig} < 6$ GeV/c et les particules associées $1 < p_{Ttrig} < 2,5$ GeV/c. On observe dans les collisions périphériques un pic à $\Delta\phi = \pi$ mais pour les collisions centrales, le pic angulaire n'est plus à $\Delta\phi = \pi$ mais à $\Delta\phi \sim 2\pi/3$. Une interprétation de ce comportement serait que les partons se déplacent dans un milieu dense en créant une onde de choc [Casalderry-Solana 04, Rupper 05].

Ces mesures liées à l'atténuation des gerbes sont considérées par certains [Gyulassy 05] comme la preuve de la formation d'un QGP au RHIC.

1.6.3 Le flot elliptique

La mesure de la distribution azimutale des particules par rapport au plan de réaction peut apporter des informations précieuses sur les premières étapes de la collision notamment sur le comportement collectif ("flow") de la matière formée. En effet, la compression importante de la matière lors de collisions (figure 1.50) se traduira par un gradient de pression qui agira sur le système formé et dont les effets se retrouveront sur la distribution en azimut des particules.

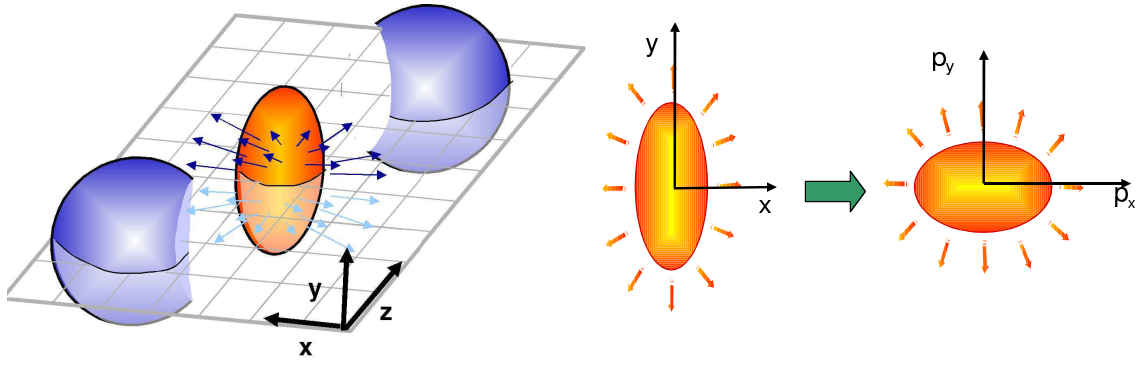


Figure 1.50 : A gauche : illustration de la zone de recouvrement des noyaux dans une collision non centrale. Le plan de réaction contient les axes x et z . A droite, l'anisotropie dans l'espace des coordonnées (x, y) se traduit par une asymétrie dans l'espace des impulsions (p_x, p_y) .

La distribution azimutale des particules est analysée généralement par un développement en série de Fourier :

$$\frac{d^2 N}{d\phi dp_T} = N_0 (1 + 2v_2(p_T)\cos(2\phi) + \dots) \quad (1.28)$$

Le terme en v_2 , le plus important, est appelé le flot elliptique.

Des mesures du coefficient v_2 ont été faites sur de nombreuses particules et à différentes énergies. Les figures 1.51 et 1.52 montrent les valeurs de v_2 obtenues au RHIC en fonction de l'impulsion transverse pour différents types de particules.

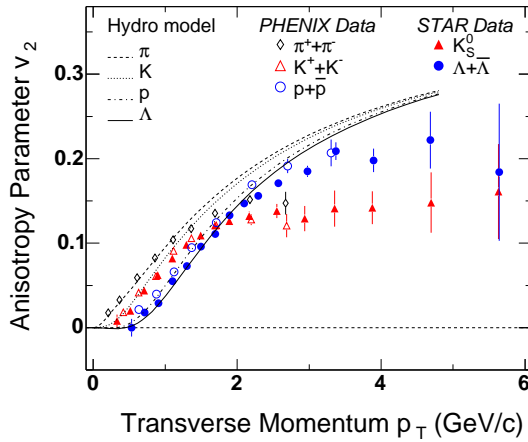


Figure 1.51 : Paramètre d'asymétrie azimutale v_2 en fonction de p_T mesuré pour différents hadrons par les expériences PHENIX et STAR dans les collisions Au – Au. Les prédictions d'un modèle hydrodynamique sont représentées par les différentes courbes [Müller 06].

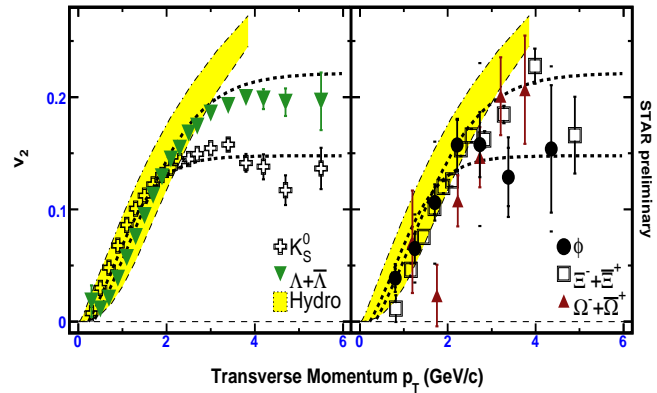


Figure 1.52 : Paramètre v_2 caractérisant le flot elliptique pour les hadrons étranges (à gauche) et multi-étranges (à droite) en fonction de p_T mesuré par l'expérience STAR en collisions Au – Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV. Les courbes sont des ajustements empiriques et les résultats des calculs hydrodynamiques sont indiqués par les zones colorées [Oldenburg 05].

A bas p_T (< 2 GeV/c), on observe que les valeurs de v_2 sont d'autant plus grandes que la masse de la particule est plus faible. Ce comportement implique la présence d'un mouvement collectif. La dépendance en masse de v_2 est bien reproduite par les calculs hydrodynamiques comme on peut le voir sur les figures 1.51 et 1.52. Ces calculs supposent que l'expansion hydrodynamique se produit dans un fluide relativiste idéal où l'équilibre thermique local est atteint très tôt (< 1 fm/c). Cette thermalisation très précoce de la matière formée suggère qu'elle ressemble à un liquide sans viscosité dont les constituants seraient en interaction forte. On serait en présence d'un plasma de quarks et de gluons, où les quarks et les gluons interagiraient fortement, appelé sQGP ("*strongly interacting Quark-Gluon Plasma*").

Les mesures de flot elliptique faites sur les différentes particules révèlent qu'elles obéissent à une loi d'échelle, comme on peut le voir sur la figure 1.53 où le coefficient v_2 ainsi que l'impulsion transverse ont été divisés par le nombre de quarks constituant les particules.

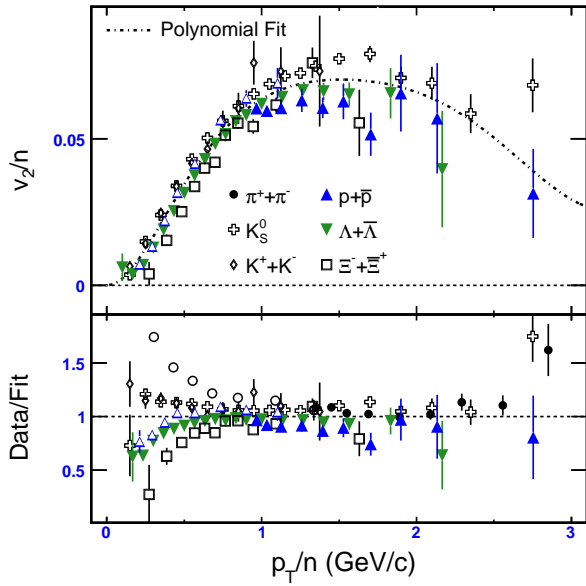


Figure 1.53 : Rapport v_2/n en fonction de p_T/n pour différents hadrons obtenu dans les collisions $Au - Au$ à 200 GeV/c par STAR, n étant le nombre de quarks constituant les particules (en haut). La figure du bas illustre les déviations par rapport à un modèle de coalescence de quarks utilisé pour reproduire les données indiquées sur la figure du haut [Oldenburg 05].

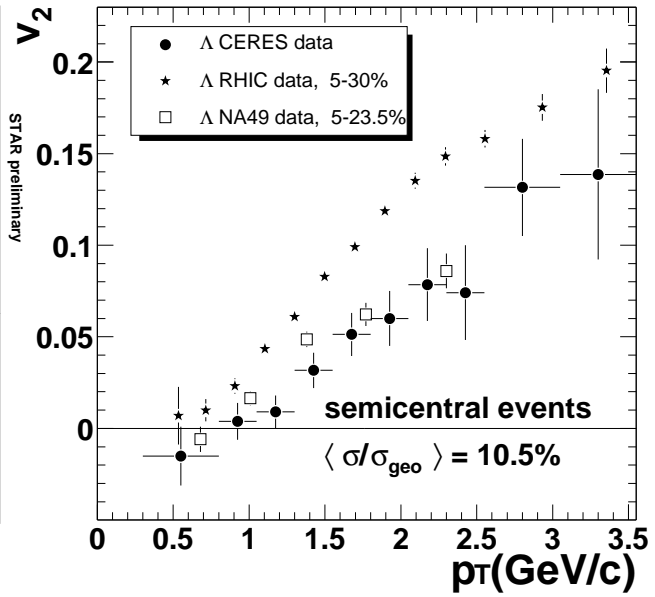


Figure 1.54 : Comparaison des valeurs de v_2 pour les Λ mesurées en fonction de p_T par les expériences CERES, STAR et NA49 [Milosevic05].

On voit que les données se regroupent sur une courbe dans le domaine de valeurs de p_T intermédiaires (au-delà de $p_T > 1,5$ GeV/c). Ce résultat suggère là encore que les degrés de liberté actifs associés au mouvement collectif sont de nature partonique.

Le SPS s'est également intéressé aux mesures de flot (au-delà de $p_T > 1,5$ GeV/c) dans les collisions $Pb - Pb$ à 158 GeV/c. Ainsi NA49 [Stefanek 05] a mesuré les valeurs de v_2 pour les π , protons et Λ , et CERES [Milosevic05] celles pour les π et les Λ . L'accord entre les mesures est bon comme on peut le voir dans le cas du Λ sur la figure 1.54. On voit également qu'à bas p_T , v_2 croît de façon monotone avec p_T , comme au RHIC. Par contre, les valeurs de v_2 sont beaucoup plus faibles qu'au RHIC. De même, les valeurs de v_2 pour les π sont plus importantes que pour les protons et les Λ . Cependant, les calculs hydrodynamiques ne peuvent pas rendre compte des résultats observés au SPS et surestiment généralement les valeurs de v_2 .

1.7 Recherche du QGP au LHC

1.7.1 LHC et les expériences

Le LHC ("*Large Hadron Collider*"), dont le démarrage est prévu fin 2007, fournira en collisions d'ions lourds une énergie dans le centre de masse 30 fois supérieure à celle du RHIC, c'est-à-dire $\sqrt{s} = 5,5$ TeV. Il fonctionnera plusieurs mois par an en collisions $p - p$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV et plusieurs semaines en collisions d'ions lourds. Dans le tableau 1.5 sont indiquées les caractéristiques des collisions d'ions lourds au SPS, au RHIC et au LHC.

Collisions $Pb - Pb$ (ou $Au - Au$) centrales	Machine	SPS	RHIC	LHC
Énergie par paire de nucléons dans le CdM	\sqrt{s} (GeV)	17	200	5500
Densité de particules chargées à mi-rapidité	$dN_{ch}/dy _{y=0}$	500	850	2000-4000
Temps d'équilibration du QGP	τ_{QGP}^0 (fm/c)	1	0,2	0,1
Température du QGP sur température critique	T_{QGP}/T_c	1,1	1,9	3,0-4,2
Densité d'énergie	ε (GeV/fm ³)	3	5	15-60
Temps de vie du QGP	τ_{QGP} (fm/c)	≤ 2	2 - 4	≥ 10
Volume du système au " <i>freeze-out</i> "	V_f (fm ³)	$\sim 10^3$	$\sim 10^4$	$\sim 10^5$
Temps du système au " <i>freeze-out</i> "	τ_f (fm/c)	~ 10	$\sim 20-30$	$\sim 30-40$

Tableau 1.5 : Caractéristiques des collisions centrales d'ions lourds au SPS, RHIC et LHC (adapté de [Schukraft 02]).

Parmi les quatre expériences du LHC, trois prendront des données en collision d'ions lourds.

Il s'agit de :

- CMS ("*Compact Muon Solenoid*") conçu pour la physique à grand p_T en collisions $p - p$ possède un important programme d'ions lourds [Cassing 99]. Ce dernier comporte la reconstruction des jets, les mesures des quarkonia dans le canal dimuon et les mesures des dimuons de grande masse. L'acceptance des quarkonia est de $|\eta| < 2,5$ avec un seuil en p_T de 3 GeV/c pour les muons. Une telle coupure permet la reconstruction des états Υ jusqu'à $p_T = 0$ mais impose des mesures de J/ψ à grand p_T .
- ATLAS ("*A Toroidal LHC ApparatuS*"), comme CMS, est adapté à la physique en collisions $p - p$. La possibilité de faire de la physique d'ions lourds a toutefois été étudiée récemment [Senger 04]. Le programme de physique concernant les saveurs lourdes est basé sur l' Υ (résonance $b\bar{b}$) et les jets de b. L'acceptance des muons, limitée à haut p_T , est de $|\eta| < 2,4$.
- ALICE ("*A Large Ion Collider Experiment*") est la seule expérience entièrement dédiée aux collisions noyau-noyau. Elle est constituée d'un détecteur couvrant une région centrale de pseudo-rapidité $|\eta| < 0,9$ permettant de mesurer la production des hadrons, électrons et photons et d'un spectromètre à muons à l'avant ($2,5 < \eta < 4$).

Ces trois détecteurs se proposent d'étudier les différentes phases des collisions d'ions lourds par des mesures spécifiques :

- état initial de la collision : photons directs, saveurs lourdes et gerbes
⇒ tests pour QCD perturbatif ;
- déconfinement : les photons thermiques, les saveurs lourdes et l'atténuation des gerbes
⇒ accéder aux propriétés du QGP ;
- hadronisation : les fluctuations événement par événement, les dileptons de basse masse, les particules exotiques ;
- “freeze-out” : la multiplicité, le taux de particules, les spectres des particules, le “flow”, HBT⁹ ⇒ conditions thermiques et chimiques et évolution dynamique du système.

Aux énergies du LHC, il y aura un très grand nombre de particules produites. L'impulsion transverse maximale des particules sera supérieure d'un ordre de grandeur à celle atteinte au SPS. Ces conditions imposent des contraintes fortes sur les détecteurs chargés d'identifier et de séparer toutes ces particules. L'ensemble des signaux associés à la formation du QGP dont il a été question dans les paragraphes précédents seront mesurés au LHC. Nous nous intéresserons, dans les paragraphes suivants à deux d'entre eux plus particulièrement.

1.7.2 Étude de la production des quarkonia au LHC

Les quarks lourds (c et b), en raison de leur grande masse, ne peuvent être créés dans les collisions dures que dans les premiers instants de la collision où la température du milieu est la plus élevée. Ils permettent donc de sonder le système dense et chaud formé au tout début de la collision. Les nombres de paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ produites en collision d'ions lourds centrales au SPS, au RHIC et au LHC figurent dans le tableau 1.6.

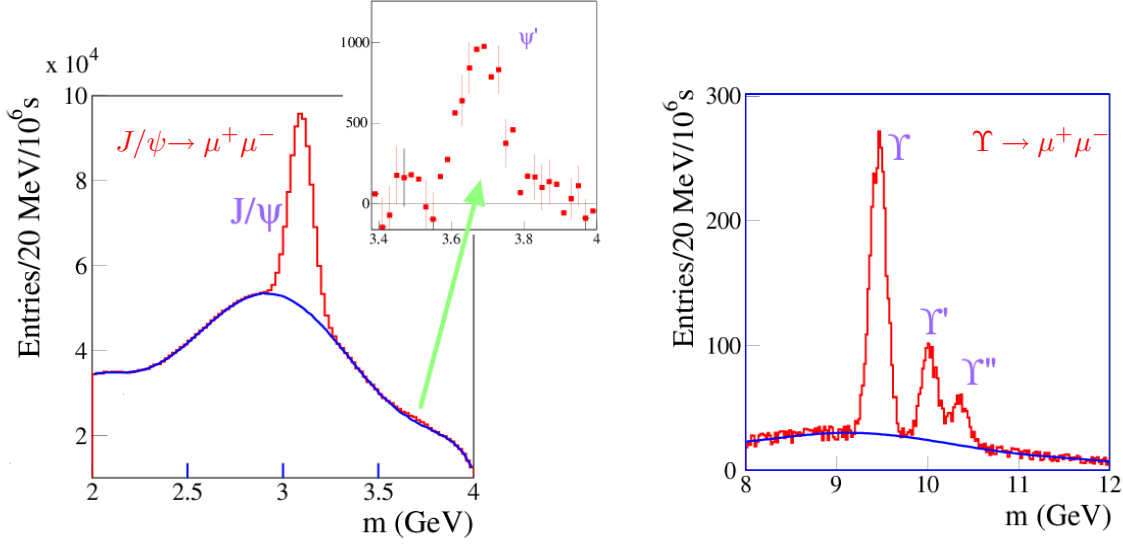
Machine	SPS	RHIC	LHC
Nombre de paires $c\bar{c}$	0,2	10	130
Nombre de paires $b\bar{b}$	-	0,05	5

Tableau 1.6 : Nombre de paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ produites par collision d'ions lourds centrales aux énergies du SPS ($Pb - Pb$), du RHIC ($Au - Au$) et du LHC ($Pb - Pb$) [Crochet 05].

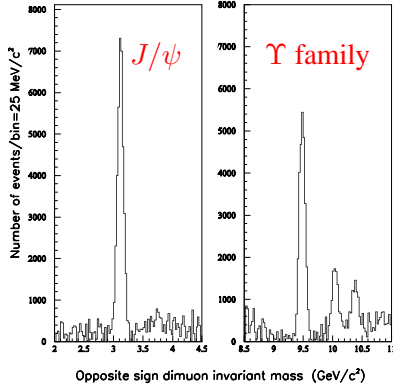
Les paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ produites pourront former des états liés (J/ψ , Υ). Ces états peuvent ensuite être dissous si l'énergie du plasma est de l'ordre de l'énergie de liaison des états. La température qui sera atteinte au LHC (tableau 1.5) sera suffisante pour briser les états les plus liés. Ainsi, on pourra étudier non seulement la suppression des états charmonia J/ψ ψ' (comme NA50 l'a fait), mais également celle des états bottomnia Υ , Υ' et Υ'' . Ces états seront dissous à des températures différentes au-delà de la température critique. Les expériences ATLAS et CMS mesurent les charmonia et les bottomnia dans la région de rapidité centrale alors que l'expérience ALICE le fait dans la région de rapidité avant, avec cependant un bruit de fond plus réduit et un seuil en p_T plus bas. ATLAS et CMS ont une acceptation plus grande et une résolution en masse légèrement meilleures que celles d'ALICE. Ces trois expériences du LHC sont complémentaires avec une résolution en masse de $\sim 100 \text{ MeV}/c^2$ pour l' Υ . Les performances attendues des mesures des spectres en masse invariante des dimuons issus des états de charmonium ($c\bar{c}$) et de bottomnium ($b\bar{b}$) pour les trois expériences sont montrées dans la figure 1.55.

⁹HBT “Hanbury Brown-Twiss” correspond à une corrélation à deux particules à faible impulsion relative.

ALICE



CMS



ATLAS

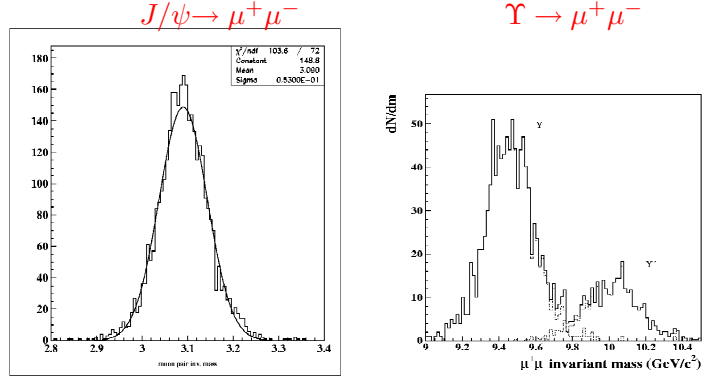


Figure 1.55 : Production du J/ψ et de la famille de l' Υ dans les expériences ALICE, CMS et ATLAS [Gustafsson 05].

La dépendance en p_T des rapports ψ'/ψ et Υ'/Υ pourrait également apporter des informations importantes sur la formation d'un QGP au LHC [Vogt 05].

1.7.3 Les gerbes

Au LHC, la production des gerbes de grands p_T devrait être très importante en raison de la grande section efficace de production des processus durs. On peut estimer pour une année de prise de données en collisions d'ions lourds (10⁶ s) que le nombre de gerbes détectées dans $|\eta| < 1$ et d'impulsion transverse supérieure à 100 GeV/c sera de l'ordre de 10⁵. L'atténuation des gerbes hadroniques provenant de la suppression des partons de grandes impulsions transverses (par la diffusion dans l'état initial, par écrantage nucléaire, par des effets sur l'état final) sera au LHC une observable très intéressante pour étudier la perte d'énergie des partons et caractériser le

milieu dans lequel elle se produit (de façon analogue au RHIC). La forme de cette atténuation en fonction de l'impulsion transverse a été prédite par plusieurs modèles dont les résultats diffèrent. Elle peut être étudiée, comme au RHIC, à l'aide du facteur de modification nucléaire.

Un modèle [Vitev 02] prédit une forte dépendance du facteur de modification nucléaire avec p_T sur un large domaine entre 6 et 100 GeV/c. La figure 1.56 montre l'évolution du facteur de modification nucléaire R_{AA} des π^0 en fonction de l'impulsion transverse p_T obtenue par ce modèle pour les collisionneurs SPS, RHIC et LHC.

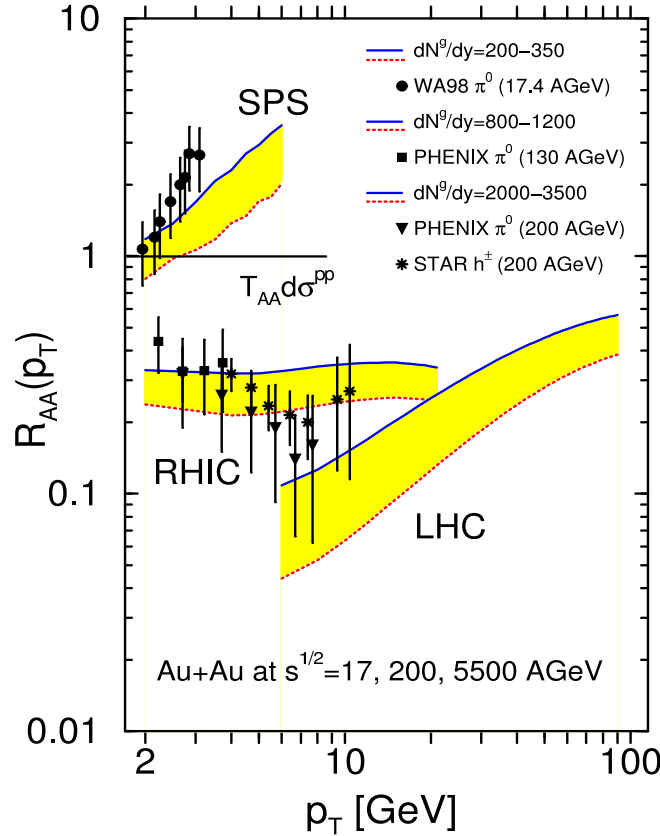


Figure 1.56 : Facteur de modification nucléaire R_{AA} ($A = B = Au$) de la production de π^0 en fonction de l'impulsion transverse p_T aux énergies $\sqrt{s} = 17$ (SPS), 200 (RHIC) et 5500 GeV (LHC) prédit par [Vitev 02]. Les lignes continues (en pointillés) correspondent aux valeurs basses (élevées) des densités de gluons. Les mesures de taux de production de π^0 par les expériences WA98, PHENIX et STAR sont également indiquées.

On constate d'après la figure 1.56 qu'au SPS, où l'effet Cronin est important, le rapport augmente et qu'il est plat au RHIC en raison de la compensation entre effet Cronin et perte d'énergie. Au LHC, ce modèle [Vitev 02] prédit que le facteur de suppression du π^0 est nettement plus grand qu'au RHIC mais également qu'il diminue systématiquement avec l'impulsion transverse dans la région $6 \leq p_T \leq 100$ GeV/c. Dans cette région, l'effet d'écran nucléaire ("shadowing") et l'effet Cronin sont négligeables (moins de 15 %) tandis que l'atténuation des gerbes partoniques devrait être importante en raison des grandes densités de gluons ($dN^g/dy \sim 2000 - 3500$) et très dépendante de l'impulsion transverse.

Un autre modèle [Eskola 05] montre un comportement presque constant du facteur de modification nucléaire avec p_T (figure 1.57) comme au RHIC.

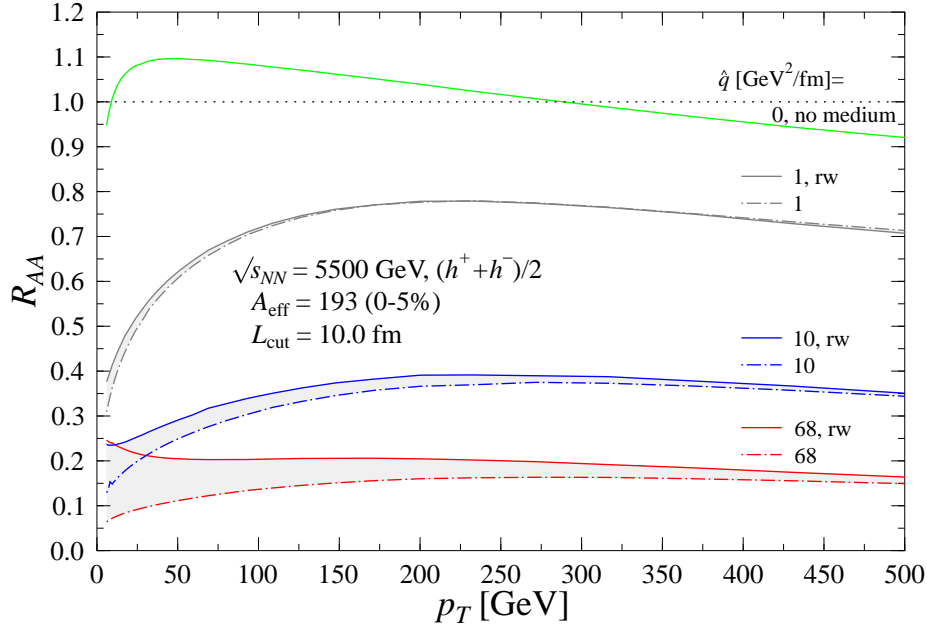


Figure 1.57 : Facteur de modification nucléaire pour les hadrons chargés $h \equiv (h^+ + h^-)/2$ dans les collisions $Pb - Pb$ les plus centrales au LHC à $\sqrt{s} = 5,5$ TeV, calculé avec plusieurs valeurs du coefficient de transport \hat{q} [Eskola 05].

Les expériences du LHC devraient pouvoir trancher entre ces deux modèles grâce à la production abondante des gerbes à grand p_T ($p_T > 50$ GeV/c). De plus, elles sont clairement identifiables par rapport au bruit de fond des particules produites à plus bas p_T (interactions molles).

Comme au RHIC, il devrait être possible d'étudier les corrélations des gerbes produites à 180° dans les interactions parton-parton primaires. Ce type d'étude est cependant délicat car l'énergie initiale des gerbes n'est pas connue. Une façon d'étalonner les pertes d'énergie serait d'utiliser des gerbes d'énergie connue provenant de réactions du type : qg ou $q\bar{q} \rightarrow q\gamma$ ou qZ^0 . La mesure des photons et des Z^0 qui perdent peu d'énergie dans le milieu créé permet de connaître celle des quarks ayant initié la gerbe.

Le processus d'hadronisation des partons en hadrons est caractérisé par des fonctions de fragmentation. De telles fonctions sont mesurées en collisions e^+e^- . Cependant, la présence du milieu (froid ou chaud) peut modifier ces fonctions de fragmentation. Ce type d'étude pourra être fait au LHC.

On peut imaginer que la perte en énergie des partons modifie la forme de la gerbe produite. Ceci peut être mesuré à l'aide de la distribution en impulsion transverse des hadrons de la gerbe par rapport à l'axe de la gerbe. Cette mesure ne peut être faite qu'au LHC où les gerbes à grand p_T complètes peuvent seulement être observées.

L'expérience NA60 : motivations et principales étapes

Sommaire

2.1	Motivations	54
2.2	Run test en $Pb - Pb$ en 2000	55
2.3	Expérience en protons d'octobre 2001	56
2.4	Expérience $p - A$ à 400 GeV de juin 2002	56
2.4.1	Télescope à vertex en micro-pistes de Silicium	57
2.4.2	Reconstruction du vertex d'interaction	59
2.4.3	Analyse des données	60
2.5	Expérience $Pb - Pb$ d'octobre 2002	63
2.5.1	Télescope de faisceau	63
2.5.2	Télescope à vertex en pixels de silicium	64
2.5.3	Le ZDC	65
2.5.4	Analyse des données	66
2.6	Expérience $In - In$ à 158 GeV/nucléon de 2003	68
2.7	Expérience $p - A$ de 2004	68
2.7.1	Le système de cibles	68
2.7.2	Spectromètre à muons	69
2.7.3	Le télescope à vertex	70
2.7.4	Période à 158 GeV	72
2.7.5	Période à 400 GeV	72
2.7.6	Conclusion	72

2.1 Motivations

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les expériences NA38/NA50, CERES et HELIOS ont étudié la production de paires de leptons dans les collisions ultra-relativistes au CERN. Des résultats importants ont été obtenus dans les trois principales zones de masses qui soulèvent cependant une série de questions :

- à basse masse ($< 1 \text{ GeV}/c^2$), CERES a montré l'existence d'une surproduction de paires e^+e^- entre $0,25 - 0,7 \text{ GeV}/c^2$ en collisions $Pb - Au$. Elle est associée à la production du ρ dans un milieu dense et chaud. Mais comment est modifié le ρ dans ce milieu ? Les mesures de CERES ne peuvent répondre à cette question en raison de la statistique et de la résolution en masse limitées.
- dans la zone des masses intermédiaires (entre $1 - 2,5 \text{ GeV}/c^2$), NA50 a observé une production accrue de paires $\mu^+\mu^-$ en collisions d'ions lourds. L'origine de cette surproduction est inconnue : est-elle de nature directe comme le rayonnement thermique associé au plasma ou au contraire due à l'augmentation du taux de production du charme ?
- NA38/NA50 ont montré que la production du J/ψ était supprimée dans les collisions d'ions lourds par rapport à l'extrapolation que l'on peut faire à partir du régime normal des collisions p-noyaux. La question non résolue est de savoir quelle est la variable physique à l'œuvre (longueur de matière traversée par les J/ψ , nombre de participants, densité d'énergie,...). Le J/ψ signale-t-il réellement une transition de phase ?
- ainsi que nous l'avons déjà signalé, la production du J/ψ présente une composante indirecte ($\sim 35 \%$) provenant de la désintégration radiative du χ_c . En général, dans les analyses, on fait l'hypothèse que la dépendance de l'absorption nucléaire est la même pour le J/ψ et le χ_c en supposant que les états du charmonium interagissent dans l'état $|c\bar{c}g\rangle$. Néanmoins, ceci n'est peut-être pas la réalité. On pourrait penser que le χ_c est plus absorbé en raison de sa plus faible énergie de liaison. Des indications d'une possible différence du taux d'absorption pour les différents états du charmonium sont données par l'expérience E866 [Leitch 99] qui a montré en collision $p - A$ à 800 GeV que l'absorption nucléaire du J/ψ et du ψ' diffère en deçà de $x_F^1 < 0,2$ comme on peut le voir sur la figure 2.1.

Pour essayer d'apporter des réponses à ces questions, l'expérience NA60 a complété le dispositif expérimental de NA50, basé sur un ensemble absorbeur + spectromètre (appelé ACM) (voir les détails au chapitre suivant), avec un télescope de détecteurs de pixels au Silicium (VT) disposés dans un champ magnétique (PT7) juste après la cible d'interaction et couvrant l'angle solide des dimuons mesurés par le spectromètre. Les particules émises lors de la collision sont mesurées par ce télescope et notamment les muons avant que leurs informations cinématiques (angle d'émission et impulsion) ne soient brouillées par la traversée de l'absorbeur. On pourra déterminer les coordonnées du point d'interaction projectile - cible. On pourra également avoir accès aux caractéristiques des muons avant toute déformation et obtenir d'une part une amélioration significative de la résolution en masse et d'autre part une mesure de la position d'émission des muons par rapport au vertex de la collision. Dans le cas des interactions p - noyaux, il sera possible de mesurer les trajectoires des paires e^+e^- provenant de la conversion dans la cible des

¹La variable de Feynman x_F est définie par $x_F = x_1 - x_2$ où $x_{1,2}$ représente la fraction d'impulsion longitudinale d'un parton dans les noyaux 1 et 2.

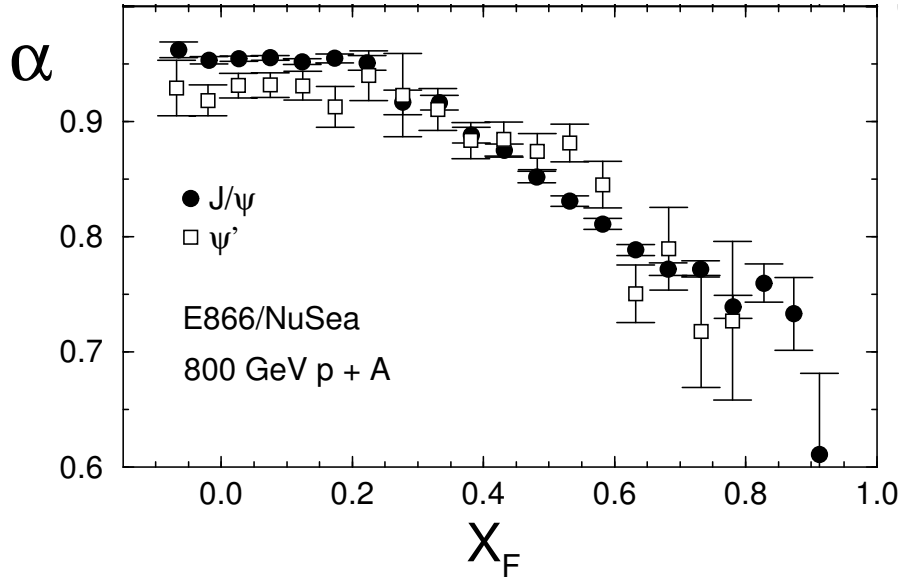


Figure 2.1 : Dépendance du paramètre α (exposant dans la paramétrisation $\sigma(p-A) = \sigma_0 \times A^\alpha$) en fonction de x_F pour les états de charmonia J/ψ et ψ' obtenus dans des collisions $p-A$ par l'expérience E866.

γ de désintégration du χ_c . Le dispositif expérimental comprend également un ensemble de plans de micro-pistes de Si (BS) refroidies à l'azote liquide (130 K) placées en amont du dispositif permettant de mesurer le nombre de particules incidentes. La centralité de la collision est estimée à l'aide d'un calorimètre hadronique à zéro degré (ZDC).

Cette idée de disposer un détecteur de vertex en pixels de Silicium près de la cible d'interaction a été proposée en 1997 par Peter Sonderegger et des tests préliminaires de fonctionnement ont été réalisés dans le cadre de NA50. Une proposition d'expérience spécifique, NA60 [NA60 Pro], a été faite par la suite et acceptée par le comité d'expérience du SPS (SPSC) du CERN en 2000.

Nous rappellerons dans ce qui suit les principales étapes de l'expérience, les progrès instrumentaux et quelques résultats.

2.2 Run test en $Pb - Pb$ en 2000

En 2000, dans le but d'étudier la tenue aux radiations d'éléments de Si refroidis à 130 K, un détecteur de faisceau (appelé "*BeamScope*" BS) constitué de lamelles de Si de 50 μm de large a été exposé à un faisceau de haute intensité de Pb de 158 GeV/c délivré par le CERN-SPS pendant 42 jours. Il était constitué de deux stations, chacune comprenant deux détecteurs micro-pistes dont les pistes sont perpendiculaires l'une à l'autre. Cet ensemble était disposé dans une enceinte à vide. L'intensité moyenne du faisceau durant les déversements de 4,5 s était de 7×10^7 ions. La figure 2.2 montre une photographie d'un des plans du BS après les 42 jours d'irradiation par un faisceau de Pb. Malgré les dommages occasionnés par l'irradiation, le BS est encore capable de détecter le passage des ions du faisceau.

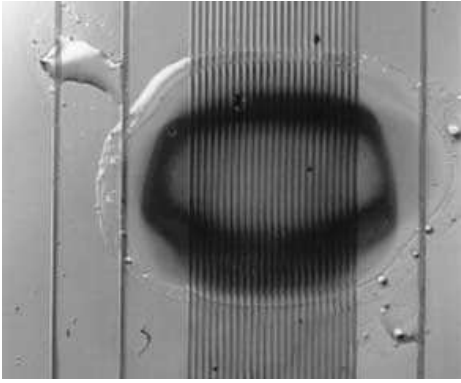


Figure 2.2 : Tache du faisceau sur l'un des plans du BS après 42 jours d'irradiation par un faisceau de Pb [NA60 Mem02 9].

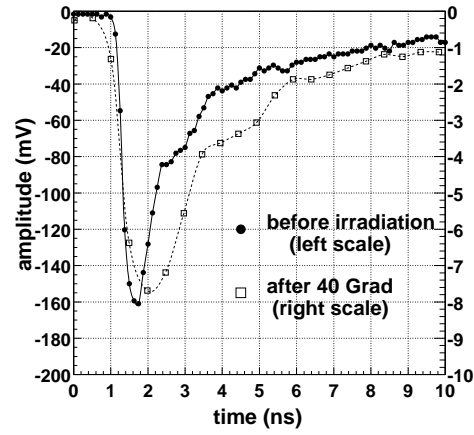


Figure 2.3 : Signal d'un ion Pb avant et après une dose de 40 Grad [NA60 Mem02 9].

Le signal de l'ion Pb provenant des plans arrières du détecteur est indiqué sur la figure 2.3 avant (cercles pleins) et après (carrés vides) avoir reçu une dose de 40 Grad. Après cette irradiation, le signal délivré par le BS est plus large et son amplitude est réduite d'un facteur 20 mais le BS est toujours en état de fonctionnement.

La conclusion de ce test est que ce type de détecteur peut être utilisé pour compter les ions du faisceau incident jusqu'à des doses très élevées.

2.3 Expérience en protons d'octobre 2001

Le BS a été exposé au faisceau de protons du SPS durant une dizaine de jours pendant le mois d'octobre 2001. Outre son rôle de compteur de faisceau, il peut reconstruire la trace du proton incident et donc déterminer la position transverse de l'interaction sur la cible d'interaction. Connaître cette position transverse peut aider dans la recherche du vertex d'interaction dans le cas des protons incidents car la multiplicité des traces émises dans la collision est faible. Pour aider à résoudre les ambiguïtés sur la position des impacts, les deux chambres de trajectographie du BS sont orientées à 45° l'une par rapport à l'autre. L'intensité était toutefois limitée autour de 10^6 protons/déversement à cause de la structure en temps du faisceau de 25 ns. La figure 2.4 représente le profil vertical et horizontal du faisceau mesuré par deux des plans du BS pendant la prise de données.

La figure 2.5 indique la distribution en temps des impacts pour une piste intégrée sur plusieurs déversements. On peut remarquer la structure du faisceau de 25 ns. Le pic le plus grand correspond à l'événement en coïncidence avec le déclenchement.

2.4 Expérience $p - A$ à 400 GeV de juin 2002

En 2002, l'expérience NA60 a pour la première fois pris des données entre le 27 mai et le 19 juin avec un faisceau de protons de 400 GeV. Le but de cette expérience était double : d'une part

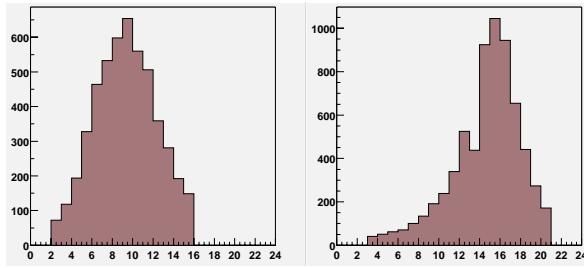


Figure 2.4 : *Profil vertical (gauche) et horizontal (droite) du faisceau mesurés par le BS [NA60 Mem02 9].*

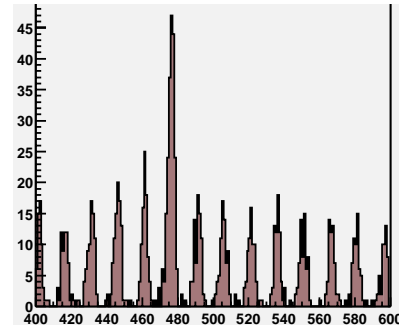


Figure 2.5 : *Distribution en temps des événements pour une micro-piste. Chaque canal correspond à un temps de 1,7 ns [NA60 Mem02 9].*

contrôler le fonctionnement de tous les détecteurs et de l'acquisition, et d'autre part collecter des données afin de pouvoir les analyser.

Le télescope à vertex était constitué de 16 plans de micro-pistes de Si et d'un plan comprenant 4 puces de pixels de Si. Les raisons qui ont conduit à ce choix de détecteur sont explicitées plus loin.

NA60 a pris des données pendant 5 jours en juin 2002 avec des cibles de Be, In et Pb de 2 mm d'épaisseur dont les positions sont indiquées dans le tableau 2.1.

Cible	In	Be ¹	Be ²	Be ³	Pb	Be ⁴
z (cm)	-1,66	-0,85	-0,07	0,74	1,53	2,32

Tableau 2.1 : *Position longitudinale des cibles [Wöhri 04].*

Durant cette prise de données, environ 600 000 événements dimuons en collisions proton-noyau à 400 GeV ont pu être récoltés. L'intensité du faisceau était comprise entre 2 et 5×10^8 protons par déversement.

2.4.1 Télescope à vertex en micro-pistes de Silicium

Très tôt (fin 2000), il est apparu que nous ne disposerions pas de plans de pixels en nombre suffisant pour les prises de données de 2001 et 2002. Il fallait trouver une alternative pour les temps de faisceau en protons. Contrairement aux collisions d'ions lourds, les collisions induites par des protons engendrent assez peu de traces. Ainsi, il n'est donc pas nécessaire de disposer d'un détecteur de trajectographie avec une très grande granularité comme les pixels. Un détecteur à micro-pistes est suffisant.

Un des avantages additionnel de cette solution est que la longueur de matière traversée par les particules est plus faible que dans le cas d'un détecteur de pixels. En effet, les particules traversent seulement les 350 μm d'épaisseur des pistes de Si car le système de lecture est en dehors

de l'angle solide du détecteur. Ce n'est pas le cas des pixels de Si qui sont lues par des puces de lectures adossées à ces derniers et représentant $750 \mu\text{m}$ de matière supplémentaire. L'avantage d'un tel gain est naturellement une amélioration de la résolution en masse.

Sur la figure 2.6 est représentée la géométrie d'un plan du détecteur avec les différentes régions de micro-pistes dont la largeur varie entre 60 et $227 \mu\text{m}$.

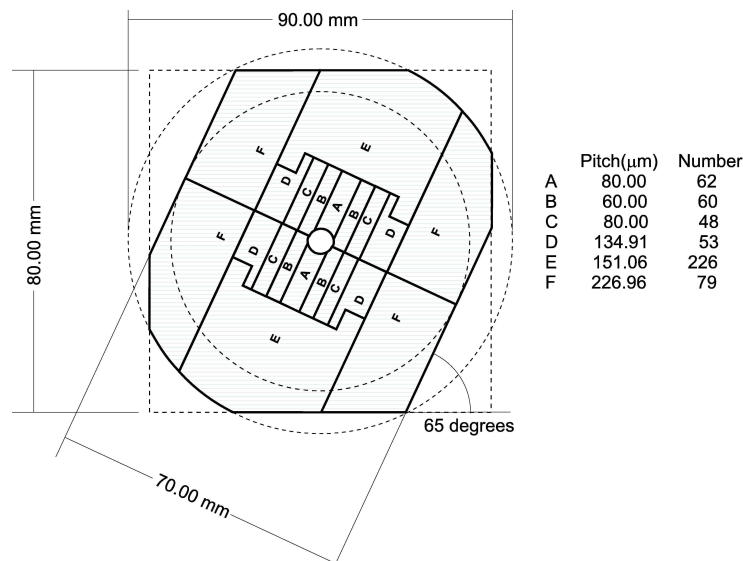


Figure 2.6 : Géométrie d'un plan à micro-pistes de Silicium.

La figure 2.7 montre un module complet constitué du plan de micro-pistes et de son électronique associée disposée de part et d'autre du plan.

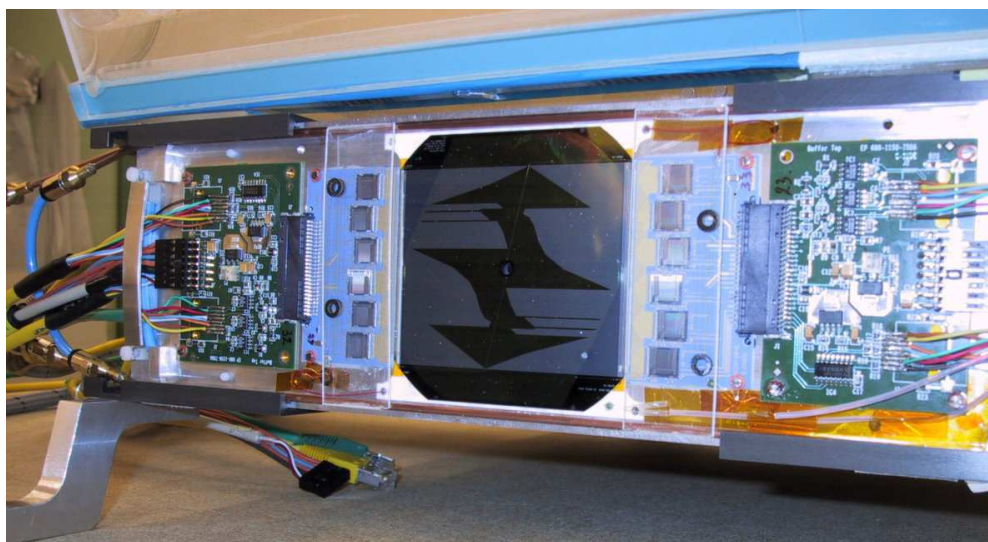


Figure 2.7 : Un plan de micro-pistes et son électronique de lecture associée installé sur son support en aluminium.

Les différents plans du télescope à vertex étaient regroupés en 9 stations de trajectographie situées, par rapport au centre de la cible, aux distances suivantes :

z (cm)	7,6	10,0	11,2	14,8	23,0	26,0	34,0	37,0	40,0
----------	-----	------	------	------	------	------	------	------	------

auxquelles il faut rajouter un plan de pixels positionné à $z = 17,2$ cm. Le télescope a fonctionné avec 12 plans de micro-pistes complètement opérationnels, deux plans étaient lus d'un seul côté seulement. La disposition des différentes stations du télescope et des différentes cibles est schématisée sur la figure 2.8. Dans cette figure, on aperçoit, en partant de la zone cible, les éléments

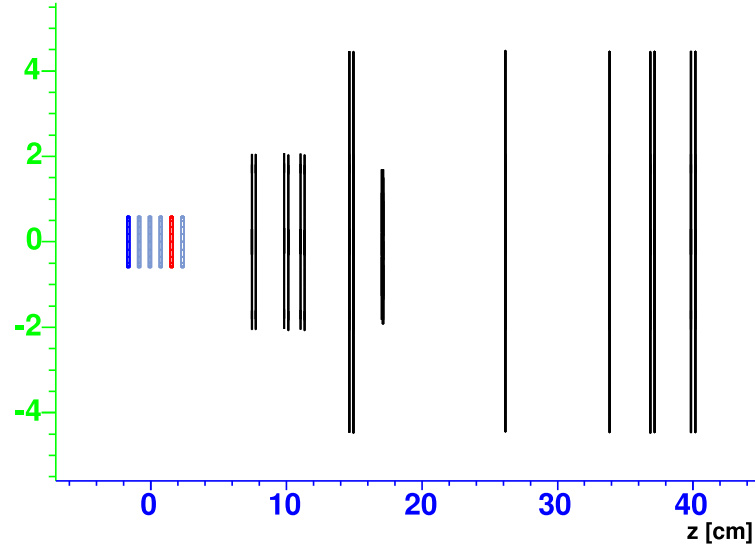


Figure 2.8 : Vue schématique du système cible (entre -2 et 2,5 cm) et du télescope à vertex [Wöhri 04].

du télescope à vertex suivants : 4 stations de micro-pistes (formées de deux plans chacune), le plan de pixels, deux autres stations situées à 26 et 34 cm avec seulement un plan opérationnel par station et le dernier n'étant lu que d'un côté, et enfin les deux dernières stations composées de deux plans chacune, avec un plan sur les quatre lu d'un seul côté.

2.4.2 Reconstruction du vertex d'interaction

L'algorithme de reconstruction du vertex (de type itératif) est décrit dans le chapitre 4. Seules les traces ayant au moins 10 impacts et ayant été bien ajustées ($\chi^2_{ajustement} < 2$) participent à la reconstruction du vertex. L'itération de la procédure de reconstruction du vertex s'arrête lorsque la différence entre deux vertex consécutifs est inférieure à $100 \mu\text{m}$. En protons, il faut typiquement une vingtaine d'itérations pour reconstruire le vertex. La fréquence du nombre de vertex reconstruits par événement est la suivante : $\sim 65\%$ avec 1 vertex, $\sim 30\%$ avec 2 vertex, et $\sim 5\%$ avec 3 vertex. Le nombre moyen de traces par vertex est de l'ordre de 5. L'efficacité de reconstruction du vertex d'interaction varie avec la cible entre 73 et 84 % [Wöhri 04]. La figure 2.9 montre la distribution longitudinale des vertex ainsi que les résolutions en position pour les 6 ciblettes dans le cas des événements mis en concordance, c'est à dire pour lesquels les traces des paires de muons $\mu^+\mu^-$ mesurées dans le spectromètre sont également identifiées par le télescope de vertex (voir chapitre 4).

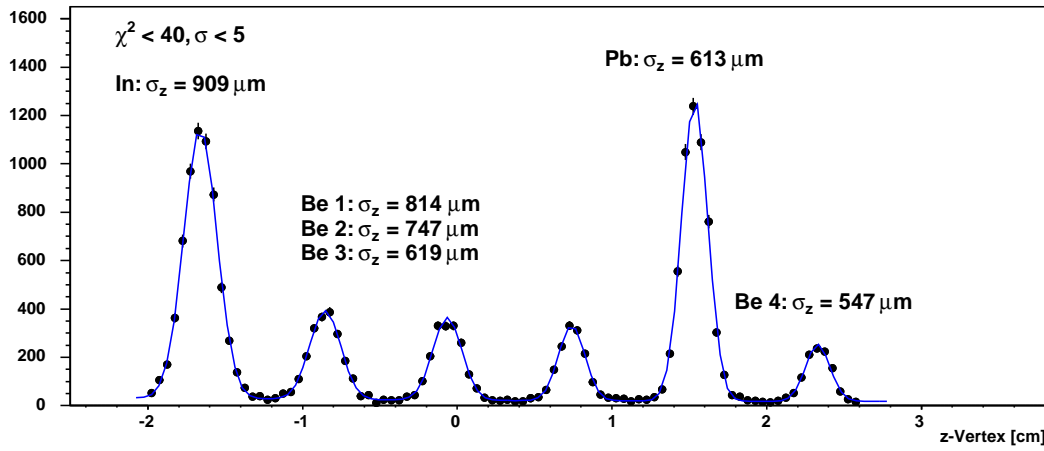


Figure 2.9 : Distribution longitudinale (suivant z) du vertex reconstruit et résolution en position pour chacune des six cibles [Wöhri 05].

Les valeurs de résolutions indiquées sur la figure sont déconvoluées des épaisseurs des cibles. On peut remarquer que les résolutions sont d'autant meilleures que les cibles sont en aval, car les traces reconstruites sont extrapolées sur de plus courtes distances et, de plus, la diffusion multiple subie par les traces est plus faible.

2.4.3 Analyse des données

La mise en concordance des traces du VT avec le spectromètre à muons permet d'améliorer de façon importante la résolution en masse invariante des dimuons comme on le constate dans la figure 2.10.

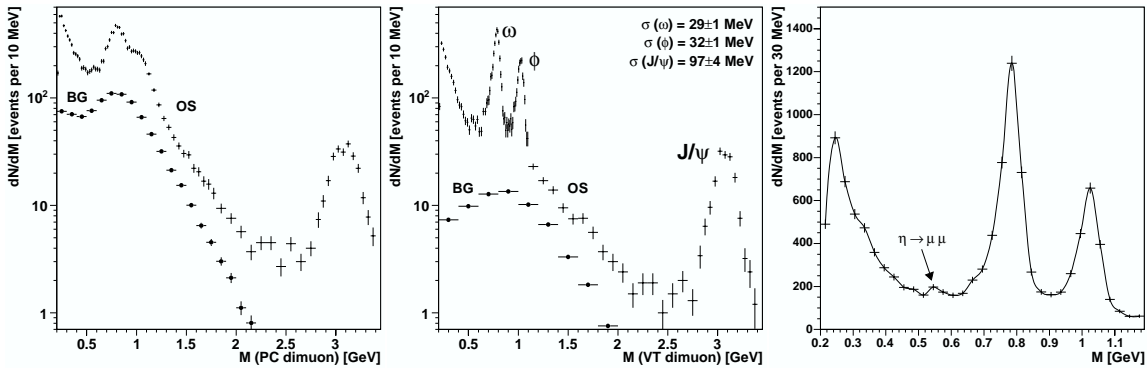


Figure 2.10 : Distributions en masse invariante des dimuons de signes opposés (OS) et du bruit de fond combinatoire (BG) avant (gauche) et après (centre) la mise en concordance des traces (somme de toutes les cibles). A droite : dimuons de basses masses en échelle linéaire [Wöhri 05].

Les figures 2.10 de gauche et du centre montrent le bruit de fond combinatoire (BG) associé aux désintégrations de π et de K et les distributions en masse des dimuons (muons de signes opposés OS) pour tous les événements sélectionnés respectivement avant et après la mise en concordance. Après la mise en concordance des traces, on atteint une résolution en masse de \sim

30 MeV pour le ω et le ϕ , valeur à comparer aux ~ 70 MeV de résolution pour le spectromètre seul. Elle permet également de diminuer le bruit de fond combinatoire de $\sim 30\%$ à $\sim 10\%$.

Sur la figure 2.10 de droite, la distribution en masse est représentée avec une échelle linéaire, ce qui permet de voir clairement le pic provenant de la désintégration en 2μ du η .

Après la mise en concordance des traces et l'application de coupures sur la position du vertex et des coupures sur l'espace des phases, le lot d'événements final contient $\sim 15\,000$ événements dimuons.

Pour évaluer la dépendance nucléaire des sections efficaces de production des résonances η , ω et ϕ , on utilise une paramétrisation en loi de puissance : $\sigma_{pA} = \sigma_0 \times A^\alpha$. A représente le nombre de masse du noyau cible et σ_0 peut être interprété comme la section efficace élémentaire de production nucléon-nucléon. Le spectre de basse masse ($< 1,2$ GeV/c²) est une superposition de désintégrations Dalitz du η et η' en $\mu\mu\gamma$ et ω en $\mu\mu\pi^0$ ainsi que de désintégrations en deux muons du η , ρ , ω et ϕ . Les ingrédients à la base de cette analyse se trouvent dans la référence [Wöhri 04]. Les événements simulés sont propagés dans le détecteur et soumis après reconstruction aux mêmes sélections que les données. Le générateur permet donc d'obtenir la forme des distributions associées à chacun des processus. Les valeurs de σ_{pA} , pour chaque processus et dans chaque cible, sont obtenues en ajustant les données mesurées par une superposition d'histogrammes Monte-Carlo correctement normalisés pour rendre compte de la luminosité intégrée, des rapports de branchement, des acceptances et des efficacités. La distribution expérimentale est ajustée par la fonction suivante :

$$\sum_{i=Be, In, Pb} \frac{dN_i^{os}}{dM} = \sum_{i=Be, In, Pb} \frac{dN_i^{bkg}}{dM} + L_i \left(\frac{d\sigma_{pAi}^{D\bar{D}}}{dM} + B^{\eta D} \sigma_0^\eta A_i^{\alpha_\eta} \frac{dN_i^{\eta D}}{dM} + B^{\eta' D} \sigma_0^{\eta'} A_i^{\alpha_{\eta'}} \frac{dN_i^{\eta' D}}{dM} + \right. \\ \left. B^{\omega D} \sigma_0^\omega A_i^{\alpha_\omega} \frac{dN_i^{\omega D}}{dM} + B^{\eta D} \sigma_0^\eta A_i^{\alpha_\eta} \frac{dN_i^\eta}{dM} + B^{\rho D} \sigma_0^\rho A_i^{\alpha_\rho} \frac{dN_i^\rho}{dM} + B^{\omega D} \sigma_0^\omega A_i^{\alpha_\omega} \frac{dN_i^\omega}{dM} + B^{\phi D} \sigma_0^\phi A_i^{\alpha_\phi} \frac{dN_i^\phi}{dM} \right) \quad (2.1)$$

où $\sigma_0^j A_i^{\alpha_j}$ est la section efficace de production dans tout l'espace des phases du méson parent dans les collisions $p - A_i$, L_i est le facteur de luminosité, B est le rapport de branchement, dN/dM les distributions en masse Monte-Carlo dont des indices η_D , η'_D et ω_D correspondent aux désintégrations Dalitz des mésons et les indices η , ρ , ω et ϕ aux désintégrations à deux corps, $\frac{d\sigma_{pAi}^{D\bar{D}}}{dM}$ est la contribution du charme ouvert et $\frac{dN_i^{bkg}}{dM}$ représente le bruit de fond combinatoire lié aux désintégrations de π et K (voir chapitre 7).

Les distributions des dimuons de charge opposée de $p - Be$ (toutes les cibles), $p - In$ et $p - Pb$ sont ajustées simultanément par une superposition des sources attendues. L'ajustement est réalisé dans la région de masse entre 0,2 - 1,1 GeV/c² et comporte 7 paramètres libres ($\sigma_0^\eta, \sigma_0^\rho, \sigma_0^\omega, \sigma_0^\phi, \alpha^\eta, \alpha^\omega, \alpha^\phi$) : les valeurs de σ_0 et α des contributions η , ρ , ω et ϕ , en imposant le même α pour les mésons ρ et ω . Pour le η' , on suppose que sa production est proportionnelle à η : $\sigma^{\eta'} = 0,15 \times \sigma^\eta$ [Agakichiev 98]. Les résultats sont montrés dans la figure 2.11 pour les trois cibles de Be, In et Pb et pour la zone cinématique définie par : $3,3 < y_{lab}^{\mu\mu} < 4,2$; $|\cos(\theta_{cs})| < 0,5$; $\eta_\mu < 4,2$ et $m_T > 0,7 \times (y_{lab} - 4,2)^2 + 0,4$ GeV.

² θ_{cs} est l'angle d'un muon dans le référentiel de Collins-Soper [Collins77] ; il représente, dans le centre de masse du dimuon, l'angle d'un muon avec l'axe défini par la bissectrice extérieure des impulsions du projectile et de la cible.

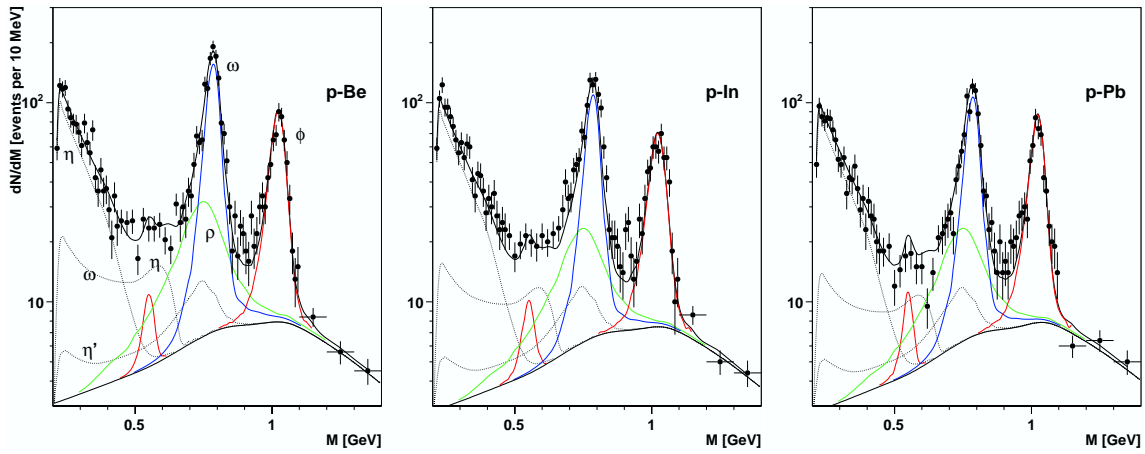


Figure 2.11 : Ajustement des spectres en masse invariante pour des collisions $p - Be$, $p - In$ et $p - Pb$ [Wöhri 05].

Pour chacune des cibles sont superposées les désintégrations Dalitz des η , η' et ω , et les désintégrations à deux corps des η , ρ , ω et ϕ . Les données sont bien reproduites par la somme des contributions attendues (courbe noire) avec les sections efficaces élémentaires de production correspondantes extrapolées à tout l'espace de phase et les valeurs de α listées dans le tableau 2.2.

σ_0^η (mb)	$9,5 \pm 0,6$
σ_0^ρ (mb)	$11,6 \pm 1,0$
σ_0^ω (mb)	$10,5 \pm 0,6$
σ_0^ϕ (mb)	$0,53 \pm 0,05$
α^η	$0,93 \pm 0,02$
α^ω	$0,82 \pm 0,01$
α^ϕ	$0,91 \pm 0,02$

Tableau 2.2 : Sections efficaces élémentaires de production σ_0 dans tout l'espace des phases, ainsi que la dépendance du paramètre α avec le nombre de masse A , pour les mésons η , ρ , ω et ϕ [Wöhri 05].

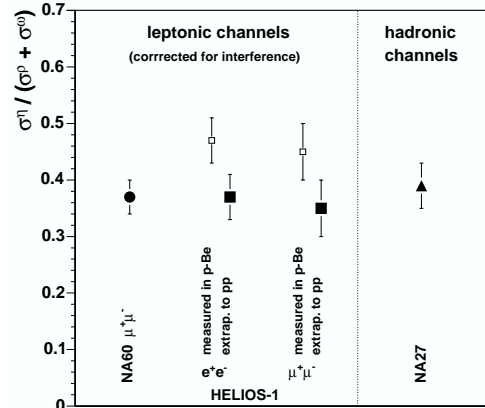


Figure 2.12 : Comparaison entre les valeurs $\sigma_\eta/(\sigma_\rho + \sigma_\omega)$ déduites de NA60 et des expériences HELIOS-1 et NA27, obtenues dans les canaux de désintégration leptonique et hadronique [Wöhri 05].

De ces résultats, on obtient $\sigma_\eta/(\sigma_\rho + \sigma_\omega) = 0,43 \pm 0,04$. Cette valeur est très proche des valeurs de l'expérience HELIOS-1 [Akesson 95] mesurées en collisions $p - Be$ à 450 GeV dans les canaux leptoniques e^+e^- et $\mu^+\mu^-$. En tenant compte de l'interférence entre le ρ et ω observée par HELIOS-1, la valeur du rapport $\sigma_\eta/(\sigma_\rho + \sigma_\omega)$ mesurée par NA60 devient $0,37 \pm 0,03$. Cette valeur est comparée sur la figure 2.12 avec celle de HELIOS-1 et NA27 [Aguilar-Benitez 91].

On peut en conclure que le taux de η extrait des mesures de NA60 est en très bon accord avec les mesures des expériences précédentes. Les sections efficaces élémentaires des autres résonances sont également compatibles avec les mesures existantes.

2.5 Expérience $Pb - Pb$ d'octobre 2002

Du 9 au 19 octobre 2002, NA60 a réalisé une prise de données avec un faisceau de Plomb de 30 et 20 GeV/c/nucléon (cinq jours à chaque énergie) qui bombardait 3 cibles de Pb d'épaisseurs 1,5 ; 1,0 et 0,5 mm et séparées les unes des autres de 2,4 cm.

Juste après cette prise de données, il était prévu une expérience avec un faisceau de Pb à 158 GeV/c. Mais elle n'a pu avoir lieu en raison de l'absence, pour des raisons techniques, de la plupart des plans de pixels nécessaires pour pouvoir reconstruire les centaines de traces de particules chargées produites dans de telles collisions. Nous ne disposions pour cette prise de données que de 3 plans de pixels. Néanmoins, outre un test de fonctionnement du télescope, il était possible de mesurer la distribution en multiplicité des particules produites dans les collisions ainsi que leur distribution en rapidité, pour plusieurs tranches de centralités.

2.5.1 Télescope de faisceau

Le télescope de faisceau (BS) a bien fonctionné avec le faisceau de Pb. Un exemple des profils bidimensionnels du faisceau est présenté sur la figure 2.13.

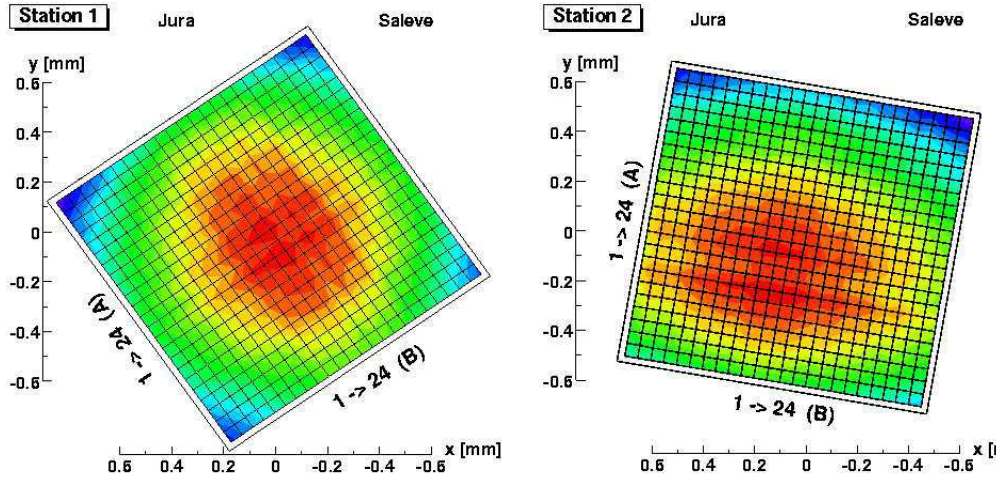


Figure 2.13 : Profils du faisceau de Pb à 20 GeV/nucléon intégrés sur un déversement donné par les stations amont (gauche) et aval (droite) [NA60 Mem03 1].

La figure 2.14 montre la reconstruction d'une trajectoire d'un ion du faisceau, ainsi que les traces provenant du télescope à vertex, après interaction de l'ion sur une cible.

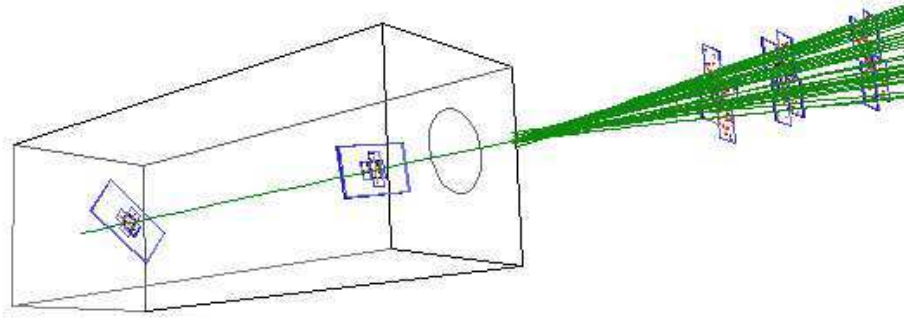


Figure 2.14 : Trajectoire d'un ion Pb à 30 GeV/nucléon reconstruite dans le BS. Les traces produites dans la cible sont reconstruites grâce aux plans de pixels [NA60 Mem03 1].

2.5.2 Télescope à vertex en pixels de silicium

Le télescope à vertex était composé de trois plans de quatre puces de pixels de silicium disposés très près de la cible à 7,7 ; 10,1 et 13,1 cm du centre de la zone cible de façon à couvrir l'acceptance autour de la rapidité centrale ($y = 2,08$ à 30 GeV). Une puce consiste en un assemblage composé d'une puce de lecture Alice1LHCb de $750\ \mu\text{m}$ d'épaisseur couplée à un senseur en Silicium de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur possédant 8192 pixels de $425 \times 50\ \mu\text{m}^2$ disposés selon une matrice de 32 colonnes et 256 lignes. Pendant l'expérience, les trois plans (figure 2.15) ont parfaitement fonctionné ne montrant qu'un petit nombre de pixels présentant du bruit (moins de 0,1 %).

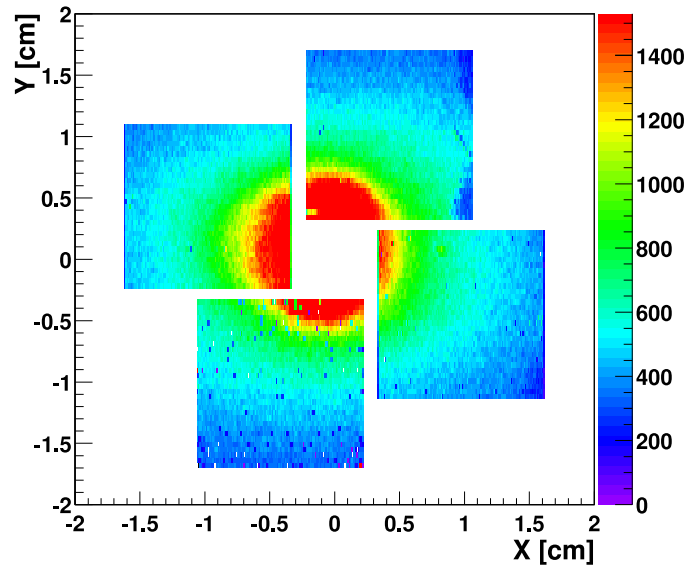


Figure 2.15 : Impacts sur un plan de pixels intégrés sur plusieurs déversements [NA60 Mem03 1].

La température au niveau des puces était comprise entre 20 et 25 °C. Des prises de données spéciales ont permis de déterminer les conditions optimales de fonctionnement en ce qui concerne le seuil global de discrimination des pixels ou la tension des senseurs. La figure 2.16 montre la dépendance de la taille des amas en fonction de la valeur du seuil et de la tension.

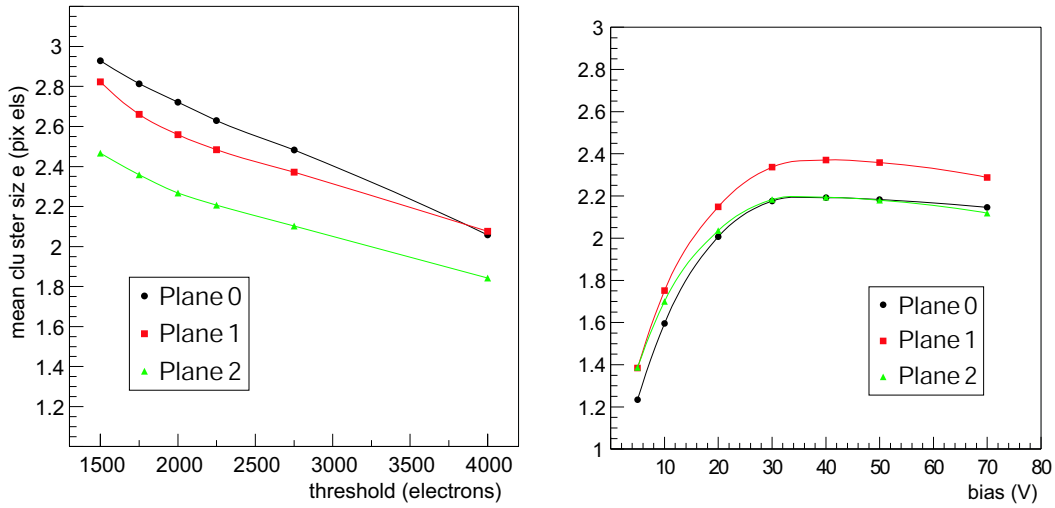


Figure 2.16 : Taille moyenne des amas de pixels (“clusters”) en fonction du seuil (gauche) et de la tension appliquée (droite), pour les trois plans utilisés en octobre 2002 [NA60 Mem03 1].

2.5.3 Le ZDC

Le ZDC a pu être utilisé durant cette expérience bien que les énergies du faisceau, 30 et 20 GeV/c/nucléon, soient loin du domaine de leur fonctionnement optimal. Il a été utilisé à la fois pour déclencher la prise de données et mesurer la centralité des événements. La figure 2.17 montre la distribution en énergie obtenue avec un faisceau incident de Pb à 30 GeV/nucléon. Le pic à $E_{ZDC} \sim 6,2$ TeV provient des ions Pb n’ayant pas interagi, tandis que le spectre continu à plus basse énergie correspond aux événements où un ion Pb incident a interagi en amont du ZDC. Cet histogramme montre les événements déclenchés par le faisceau. La zone hachurée représente les événements sélectionnés lors d’un déclenchement par une interaction, avec la normalisation adéquate.

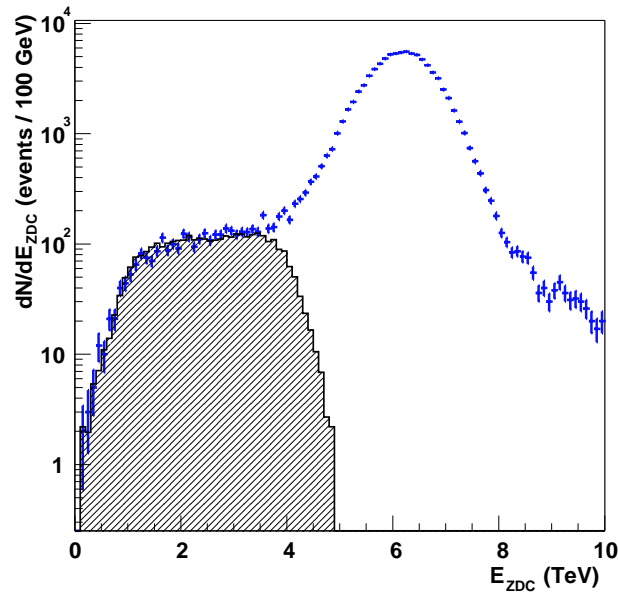


Figure 2.17 : Spectre en énergie du ZDC obtenu avec un faisceau incident de Pb à 30 GeV/nucléon [NA60 Mem03 1].

2.5.4 Analyse des données

L’expérience NA60 a collecté environ sept millions de collisions $Pb - Pb$ à 30 GeV/nucléon et trois fois plus à 20 GeV/nucléon. Ce lot de données a permis de tester, avec les trois plans de pixels, les possibilités de reconstruction du télescope à vertex dans les collisions ion-ion.

Avant toute analyse il faut procéder au réglage des algorithmes de reconstruction des traces et de recherche de vertex, à l’alignement du BS et du VT, et à la calibration du détecteur ZDC. La figure 2.18 montre la distribution de la coordonnée longitudinale (suivant z) du vertex reconstruit par le télescope à vertex.

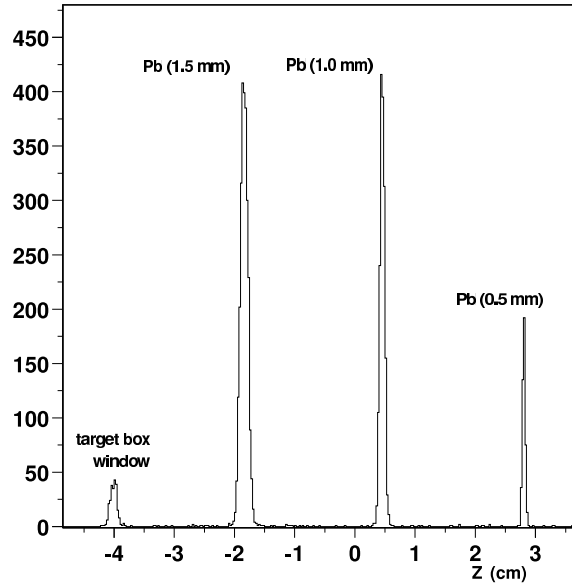


Figure 2.18 : Distribution de la coordonnée longitudinale du vertex en collision $Pb - Pb$ à 30 GeV/nucléon [NA60 Mem03 1].

On peut reconnaître les trois pics correspondant aux trois cibles de Pb, et un pic supplémentaire, à $z \sim -4$ cm, provenant des interactions dans la fenêtre qui sépare le cryostat du BS de la boîte à cibles. La résolution en position longitudinale est d’environ $200 \mu\text{m}$.

La qualité de la reconstruction dans le plan transverse du vertex peut être évaluée en comparant les coordonnées transverses du faisceau de particules incident reconstruit pas le BS avec les valeurs correspondantes obtenues avec le VT. La figure 2.19 montre la corrélation entre les valeurs provenant du BS et celles du VT pour les coordonnées x (gauche) et y (droite) des vertex.

La largeur des corrélations fournit une résolution horizontale $\sigma_X \sim 30 \mu\text{m}$ (direction du plus petit côté du pixel) et verticale $\sigma_Y \sim 70 \mu\text{m}$.

Ces résultats ont confirmé la possibilité d’identifier le point d’interaction des collisions nucléaires avec une bonne précision, ce qui permettra ainsi de mesurer la distance des traces des muons au vertex. Il sera donc possible de sélectionner par exemple les événements où les deux muons proviennent des mésons de charme ouvert.

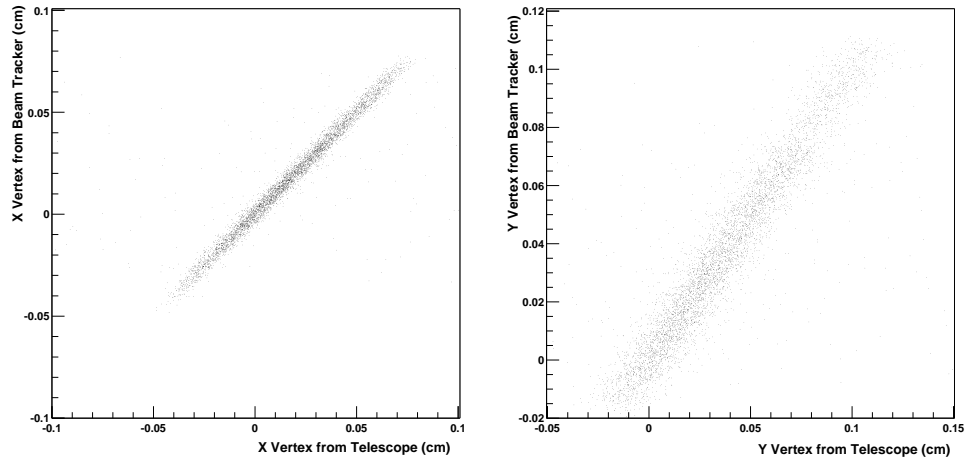


Figure 2.19 : Corrélation entre la position x (gauche) et y (droite) du vertex mesuré par le BS et par le VT [NA60 Mem03 1].

La détermination de la multiplicité des particules a été réalisée dans 3 tranches de centralité estimées avec le ZDC. La figure 2.20 montre la distribution E_{ZDC} mesurée en collisions $Pb-Pb$ à 30 GeV/nucléon avec un déclenchement par le faisceau. Superposé à celle-ci, est représenté le résultat d'une simulation Monte-Carlo de la réponse attendue du détecteur.

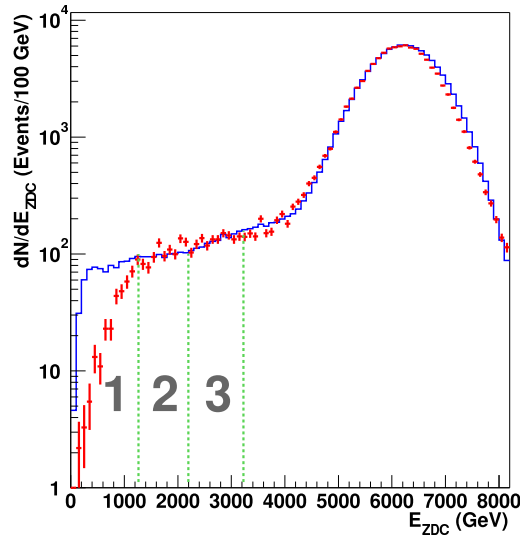


Figure 2.20 : Comparaison entre le spectre E_{ZDC} mesuré avec un faisceau de Pb de 30 GeV/nucléon et le spectre E_{ZDC} simulé. Les trois zones de centralité sont indiquées sur la figure [NA60 Mem03 28].

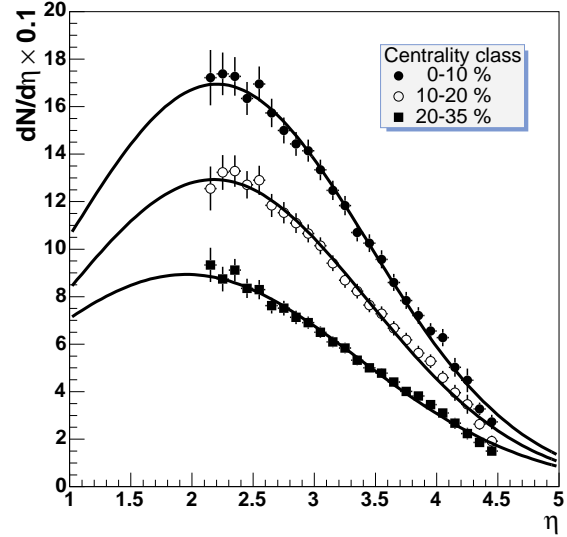


Figure 2.21 : Multiplicité des particules chargées en fonction de la pseudo-rapidity η pour trois classes de centralité pour les collisions $Pb-Pb$ à 30 GeV/nucléon [Arnaldi 03].

Les deux distributions sont en parfait accord, excepté dans la région $E_{ZDC} < 1,2$ TeV correspondant à la région la plus centrale. Ce désaccord provient de la très faible amplitude des signaux de ces événements (quelques mV) qui sont sous le seuil de déclenchement de l'électronique.

Les trois classes de centralité définies (figure 2.20) correspondent à 10 %, 20 % et 35 % de la section efficace d'interaction. Les distributions en multiplicité des particules chargées mesurées ont été corrigées des contributions des particules secondaires et des électrons δ . Elles sont tracées en fonction de la pseudo-rapacité pour chacune des zones de centralité dans la figure 2.21. Elles ont été ajustées par une Gaussienne et les résultats de ces ajustements (valeur du maximum de la distribution $(dN/d\eta)_{max}$ et valeur de la pseudo-rapacité correspondante η_{max} ainsi que la largeur σ de la distribution) sont indiqués dans le tableau 2.3.

Classe	Tranche (%)	$(dN/d\eta)_{max}$	η_{max}	σ
1	0 - 10	166 ± 5	$2,2 \pm 0,1$	$1,25 \pm 0,05$
2	10 - 20	128 ± 7	$2,2 \pm 0,1$	$1,27 \pm 0,06$
3	20 - 30	90 ± 3	$1,9 \pm 0,2$	$1,42 \pm 0,08$

Tableau 2.3 : Résultats des ajustements par une Gaussienne des distributions de multiplicités des particules chargées en fonction de la pseudo-rapacité pour trois classes de centralité [Arnaldi 03].

Une étude analogue à 20 GeV/nucléon n'a pu être faite en raison de l'inefficacité trop importante du ZDC à cette énergie. Rappelons qu'il a été conçu pour fonctionner avec des faisceaux incidents d'énergie plus élevée.

2.6 Expérience $In - In$ à 158 GeV/nucléon de 2003

Les chapitres suivants sont entièrement consacrés à la description de cette expérience et à la présentation de ses principaux résultats.

2.7 Expérience $p - A$ de 2004

Cette expérience p-noyaux avait plusieurs buts :

- étudier la dépendance nucléaire des sections efficaces de production de plusieurs processus physiques (basses masses, charme ouvert, charmonia, etc) dans les collisions $p - A$.
- étudier la dépendance nucléaire de la production du χ_c . En effet, il est important de savoir si l'absorption nucléaire normale du χ_c diffère de celle du J/ψ . Le χ_c est identifié grâce à la conversion du γ de désintégration ($\chi_c \rightarrow J/\psi + \gamma$) en paire e^+e^- mesurée par le télescope à vertex. Pour cette étude et la précédente, l'énergie du faisceau du SPS était de 400 GeV.
- mesurer la section efficace d'absorption normale du J/ψ à l'énergie des collisions d'ions lourds. En effet, on compare les données des ions lourds, $Pb - Pb$ et $In - In$, collectées à 158 GeV, avec une courbe d'absorption provenant de données protons collectées à 450 GeV. On fait l'hypothèse que l'absorption du J/ψ dans les collisions $p - A$ est la même à ces deux énergies, ce qui doit être vérifié en étudiant les collisions $p - A$ à 158 GeV.

2.7.1 Le système de cibles

Le système de cibles comprenait sept types de matériaux différents : Be, Al, Cu, In, W, Pb et U avec un total de 9 cibles. Les caractéristiques des différents matériaux cibles sont indiquées

dans le tableau 2.4.

Matériau cible	Béryllium (Be)	Aluminium (Al)	Cuivre (Cu)	Indium (In)	Tungstène (W)	Plomb (Pb)	Uranium (U)
Nombre de cibles	3	1	1	1	1	1	1
Masse atomique	9,01	26,98	63,54	114,82	183,85	207,2	238,03
Densité (g/cm^3)	1,85	2,70	8,96	7,31	17,80	11,35	18,95
Épaisseur (mm)	2	4	1,5	2	1	2	1

Tableau 2.4 : Caractéristiques des différents matériaux cibles de l'expérience p-A de 2004.

2.7.2 Spectromètre à muons

Un nouveau type de mesure a été introduit au niveau du spectromètre à muons : il s'agit de déterminer le temps d'arrivée de chaque muon au niveau de l'hodoscope P2 disposé à la fin du spectromètre (voir chapitre suivant), par rapport au temps de déclenchement du dimuon. La figure 2.22 montre les distributions de la différence en temps ΔT (en unités TDC ~ 60 ps) entre les deux muons au niveau de l'hodoscope P2.

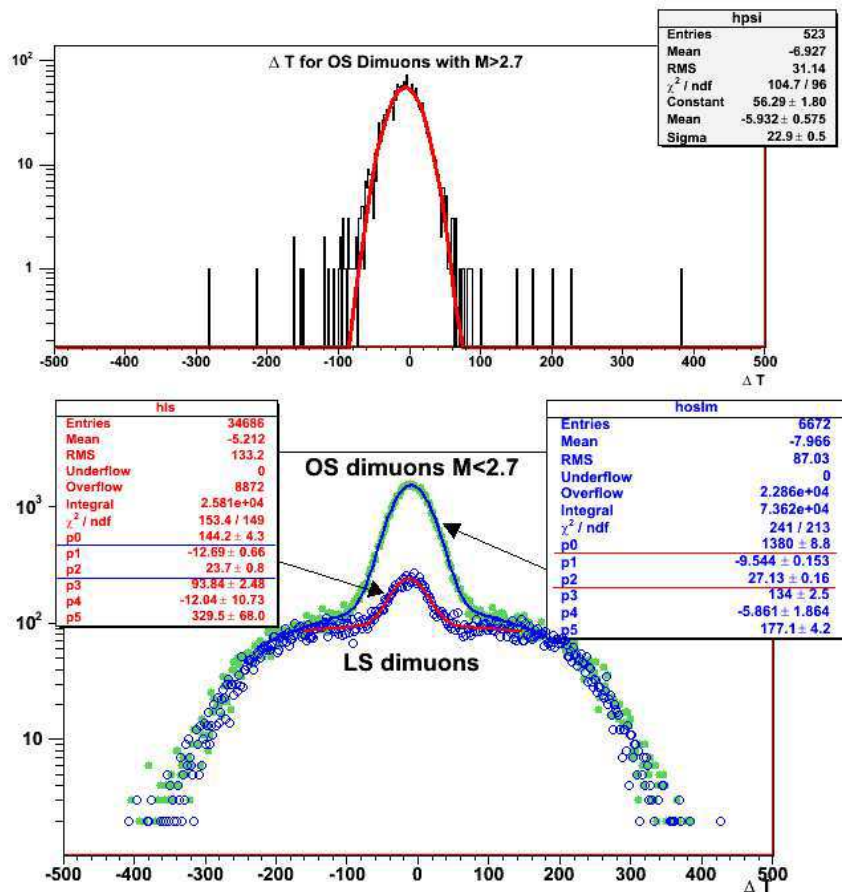


Figure 2.22 : Différences des temps mesurées entre les muons traversant l'hodoscope P2, en unité TDC (~ 60 ps). Les paires de muons issues des mêmes interactions se regroupent à faible ΔT , celles provenant de collisions différentes produisent un continuum très large [NA60 Mem05 15].

Dans la figure du haut, on peut voir la distribution en temps des dimuons de signes opposés sélectionnés dans la région de masse $M > 2,7 \text{ GeV}/c^2$, où les effets d'empilement ("*pile-up*") sont négligeables. De cette distribution, on obtient une résolution de 1,4 ns pour les paires de muons corrélées en temps. La figure du bas montre la même quantité pour les dimuons de signes opposés de plus basse masse et pour les dimuons de même signe. On peut apercevoir deux structures, l'une étroite correspondant aux événements où les deux muons ont été produits dans la même collision, l'autre disposée sur une plus large plage où les muons proviennent de collisions différentes. Couper sur cette différence en temps permet d'éliminer une partie importante du bruit de fond où les muons proviennent de collisions différentes.

2.7.3 Le télescope à vertex

La contrainte de mesurer les paires e^+e^- provenant de la désintégration radiative du χ_c a des conséquences importantes sur la structure du détecteur de vertex : il faut disposer de détecteurs dans le champ magnétique sur la plus grande distance possible ($\sim 40 \text{ cm}$) et donc utiliser des détecteurs de faible épaisseur. Ceci a été réalisé en utilisant les plans de détecteurs à micro-pistes (BNL) de 2002 et quelques plans de pixels ALICE utilisés en 2003. D'autres détecteurs plus rapides ont été implantés pour pouvoir augmenter le taux de collisions : il s'agit de micro-pistes et de pixels développés par la collaboration ATLAS.

a. Les plans de micro-pistes BNL et ATLAS

Les plans de micro-pistes BNL, utilisés en juin 2002 (paragraphe 2.4), sont formés de détecteurs en Silicium avec 12×128 pistes (voir figure 2.6) disposées géométriquement de façon à avoir un taux d'occupation en-dessous de 3 % dans les collisions $p - Pb$. Ces plans sont échantillonnés à 40 MHz (chaque 25 ns) et quatre échantillons analogiques sont lus lorsqu'un déclenchement arrive. Une amélioration a été apportée par rapport à la prise de données de 2002 : une mesure du temps entre l'horloge de lecture et le signal de déclenchement a été introduite. La figure 2.23 de gauche indique la forme d'une impulsion moyennée sur plusieurs événements qui ont été reconstruits en utilisant cette information en temps.

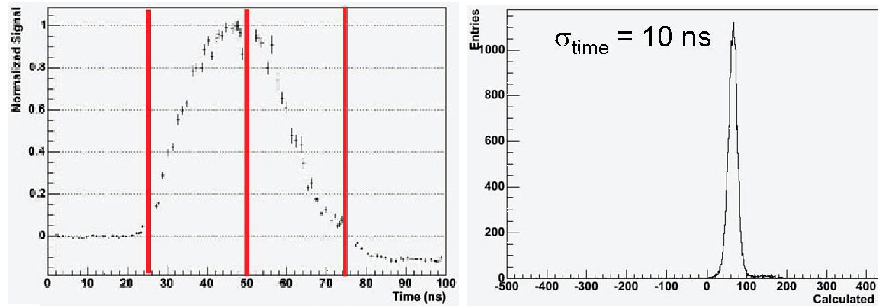


Figure 2.23 : A gauche : forme du signal reconstruit en utilisant les mesures de l'écart en temps entre l'horloge digitale et le déclenchement. A droite, la distribution en temps, au maximum du pic, pour les impacts détectés (en ns).

L'amplitude et le temps du maximum du signal peuvent être déterminés pour chaque piste touchée. Avec un faisceau de basse intensité, la figure de droite montre une résolution de 10 ns sur la distribution en temps.

Pour améliorer l'efficacité de détection des impacts des plans de micro-pistes les plus en amont, les plans de micro-pistes de BNL sont remplacés par ceux d'ATLAS. Les senseurs d'AT-

LAS sont relativement petits ($\sim 1 \text{ cm}^2$) et entourés d'un anneau de garde de structure complexe, ne permettant qu'une couverture de 96 pistes avec un pas de $80 \mu\text{m}$ soit 8 mm de long. Ainsi, même en les plaçant côte à côte, la totalité de l'acceptance ne peut être couverte. Ces plans sont composés de deux couches comprenant chacune 6 détecteurs, comme on peut le voir dans la figure 2.24. On a utilisé quatre de ces plans pour fournir deux points de trajectographie.

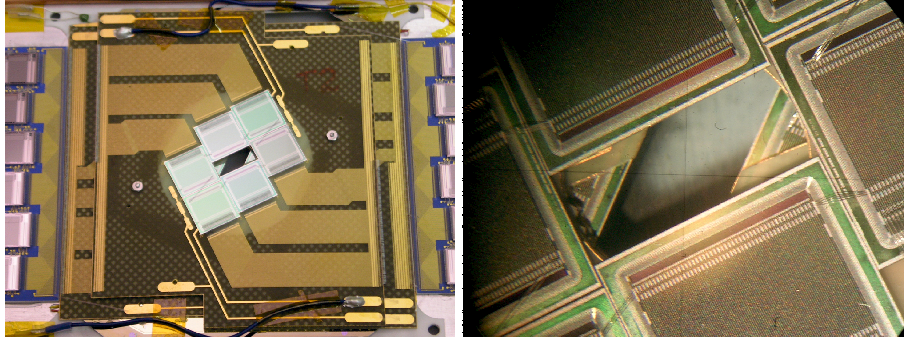


Figure 2.24 : Photographie d'un module de micro-pistes d'ATLAS (à gauche) contenant 12 détecteurs sur deux couches superposées. Un agrandissement de la région centrale (à droite) permet de visualiser une partie de la couche inférieure à travers le trou de passage du faisceau [NA60 Mem05 15].

b. Les plans de pixels ATLAS

L'intérêt des plans de pixels d'ATLAS est de pouvoir fonctionner à 40 MHz soit à une cadence 4 fois plus élevée que les plans d'ALICE et donc de pouvoir augmenter l'intensité du faisceau de protons. La figure 2.25 montre la coupe d'un module d'ATLAS.

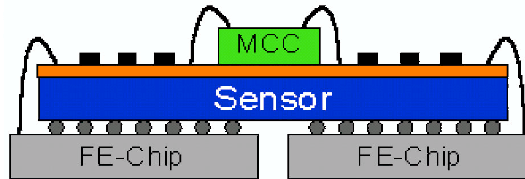


Figure 2.25 : Coupe d'un module pixel d'ATLAS [NA60 Mem05 15].

Ce module d'ATLAS est composé d'un senseur dont la surface active est de $16,4 \times 60,8 \text{ mm}^2$ connecté à 16 puces de lecture. Cette surface est segmentée en 324×144 pixels de taille $50 \times 400 \mu\text{m}^2$. Les puces de lecture (FE) sont couplées aux pixels et leurs signaux de sortie sont acheminés vers le module de contrôle de la puce (MCC). Ce dernier décode les signaux entrants et reconstitue la structure de l'événement.

Compte tenu de l'épaisseur des cibles et pour un faisceau de 2×10^9 protons, on obtient à 40 MHz un empilement de 2 collisions sur celle qui a déclenché l'acquisition. A un tel taux de collisions, les plans de pixels d'ATLAS intègrent, en moyenne, les traces de 9 collisions proton-noyau différentes dans la fenêtre de lecture de 200 ns.

Lors de la reconstruction, si l'on impose que les traces aient un impact dans les plans de pixels d'ATLAS, on peut rejeter les particules produites en dehors de la fenêtre de lecture des pixels d'ATLAS. On peut le constater sur la figure 2.26 où l'on voit un événement de la période à 158 GeV. Sur cette figure, les plans d'ATLAS sont les 3^{ème} et 8^{ème} plans les plus en amont. La figure de gauche montre la reconstruction de toutes les traces tandis que celle de droite indique seulement les traces ayant un impact sur le plan de pixels d'ATLAS.

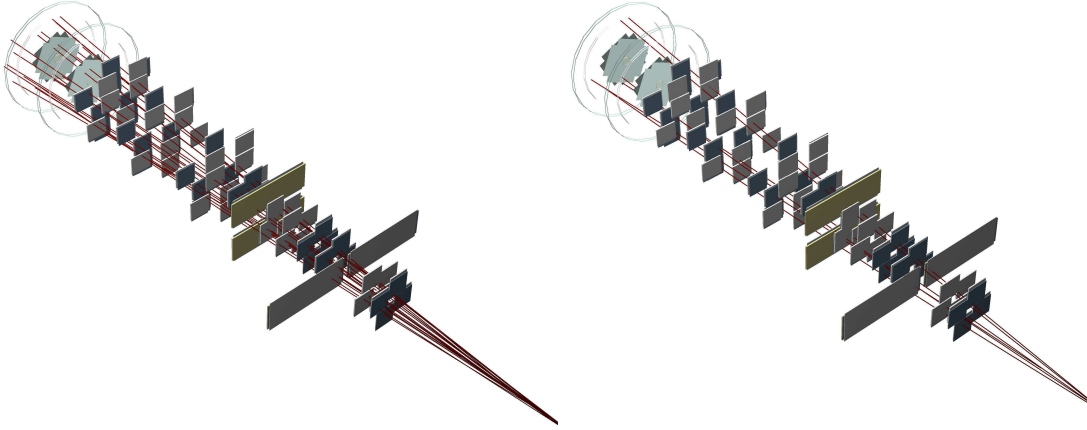


Figure 2.26 : Rejet de l'empilement dans le télescope à vertex à l'aide des pixels d'ATLAS. Pour un même événement, sont tracées toutes les traces (à gauche) et seulement les traces ayant un impact dans les plans de pixels (à droite) [NA60 Mem05 15]. Les stations de micro-pistes BNL sont situées à la fin du télescope. Les deux plans d'ATLAS sont placés en 3^{ème} et en 8^{ème} positions des stations les plus en amont. Les autres plans sont constitués de pixels d'ALICE.

2.7.4 Période à 158 GeV

30 000 événements J/ψ ont pu être collectés pour la mesure de la section efficace d'absorption $\sigma_{abs}^{J/\psi}$ du J/ψ permettant une précision sur la mesure de l'ordre de 2 - 3%.

La figure 2.27 représente la coordonnée longitudinale du vertex après mise en concordance des traces pour des événements J/ψ [NA60 Mem05 15]. Les différentes cibles sont parfaitement reconnaissables.

La figure 2.28 représente la distribution en masse invariante des dimuons de signes opposés et de même signe, après la mise en concordance des traces, correspondant à $\sim 25\%$ de la statistique des données à 158 GeV.

2.7.5 Période à 400 GeV

300 000 événements dans la région du J/ψ ont été enregistrés. L'extraction des données est délicate. Il faut mettre au point les différents algorithmes d'extraction des signaux du détecteur de vertex en présence d'un empilement important.

2.7.6 Conclusion

L'analyse des données proton-noyau à 158 GeV et 400 GeV est en cours. Les résultats devraient permettre d'obtenir une référence robuste pour l'étude des collisions noyau-noyau et de mesurer la fraction des mésons résultant de la décroissance du χ_c ainsi que sa dépendance nucléaire.

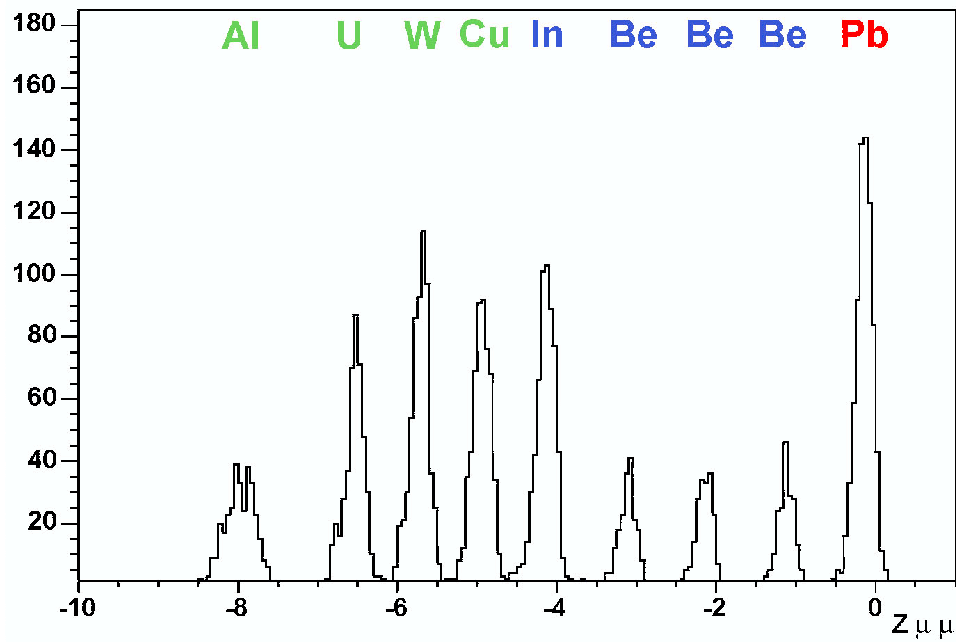


Figure 2.27 : Distribution longitudinale des vertex des dimuons reconstruits pour $\sim 25\%$ des événements collectés durant la période à 158 GeV [NA60 Mem05 15].

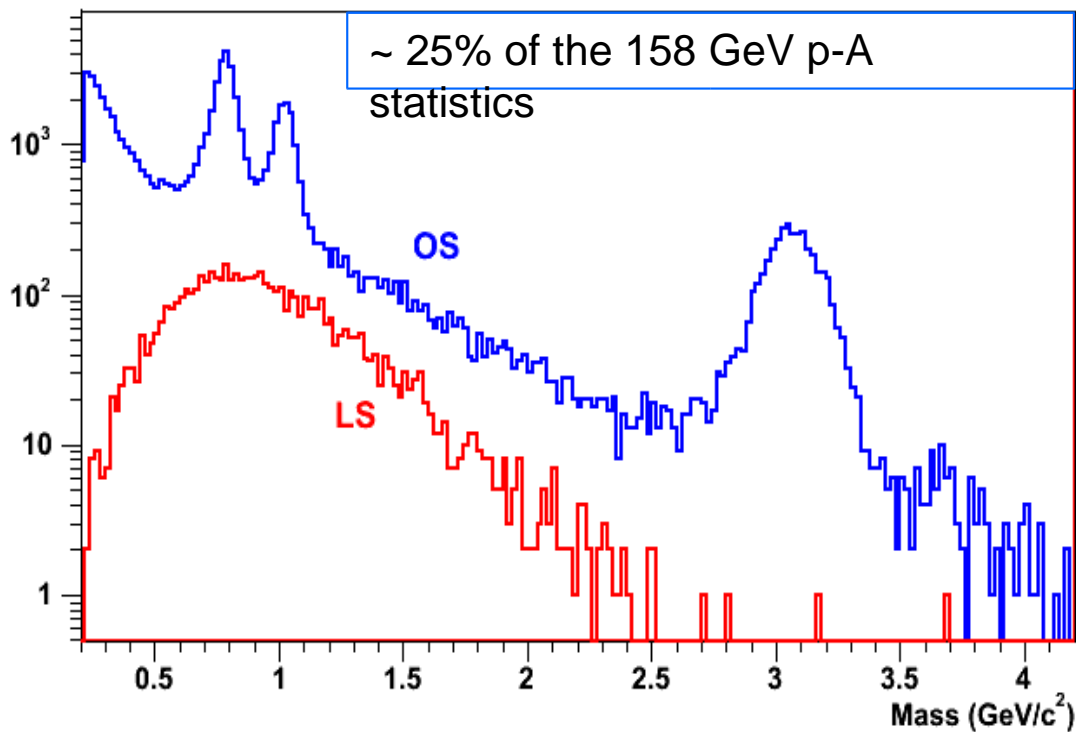


Figure 2.28 : Distribution en masse des dimuons correspondant environ au quart de la statistique des données collectées à 158 GeV [NA60 Mem05 15].

Chapitre 3

Le dispositif expérimental de l'expérience NA60

Sommaire

3.1	Vue d'ensemble du dispositif expérimental	76
3.2	Le faisceau	77
3.3	Le détecteur de contrôle du faisceau (BS)	77
3.4	Le système cible	79
3.5	Le spectromètre à muons	79
3.5.1	Les absorbeurs hadroniques	81
3.5.2	L'aimant toroïdal (ACM)	81
3.5.3	Les hodoscopes de déclenchement	83
3.5.4	Les chambres proportionnelles à fils (MWPC)	84
3.6	Le calorimètre à zéro degré (ZDC)	85
3.7	Le télescope à vertex (VT)	86
3.7.1	L'aimant dipolaire (PT7)	87
3.7.2	Les plans de trajectographie	87
3.7.3	Performances	90
3.8	Le compteur d'interactions (IC)	90
3.9	Architecture de l'acquisition	91

3.1 Vue d'ensemble du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental de NA60 reprend en partie celui des expériences NA38/NA50 en ce qui concerne l'identification et la mesure précise des impulsions des muons en fonction de la centralité de l'interaction. Il comprend un spectromètre à muons construit pour l'expérience NA10 [Anderson84] en 1979, séparé de la cible d'interaction par un absorbeur hadronique de 5 m de long environ. La mesure de la centralité des collisions est faite grâce à la mesure de l'énergie des nucléons qui n'ont pas participé à la collision dans un calorimètre à zéro degré (ZDC).

NA60 ajoute dans la région cible du spectromètre à muons et dans l'acceptance de ce dernier, un ensemble de détecteurs de pixels, le télescope de vertex (VT) disposés dans un champ magnétique permettant d'accéder aux caractéristiques cinématiques des traces des muons avant leur passage dans l'absorbeur hadronique et capable de déterminer avec précision le vertex d'interaction. Une vue schématique du dispositif expérimental est représentée dans la figure 3.1.

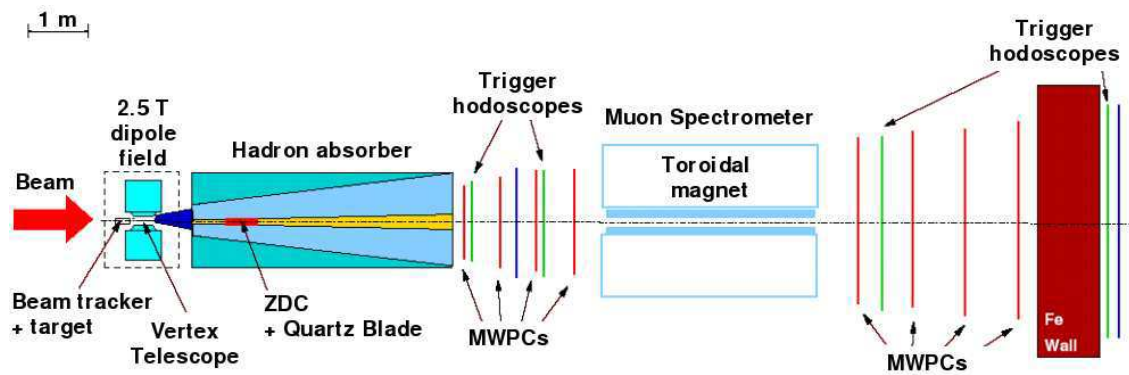


Figure 3.1 : Vue globale du détecteur NA60.

Un système de mesure de la trajectoire des particules incidentes (BS), composé de deux stations de détecteurs micropistes Si, est disposé juste avant la cible. La figure 3.2 représente de façon plus détaillée la région cible.

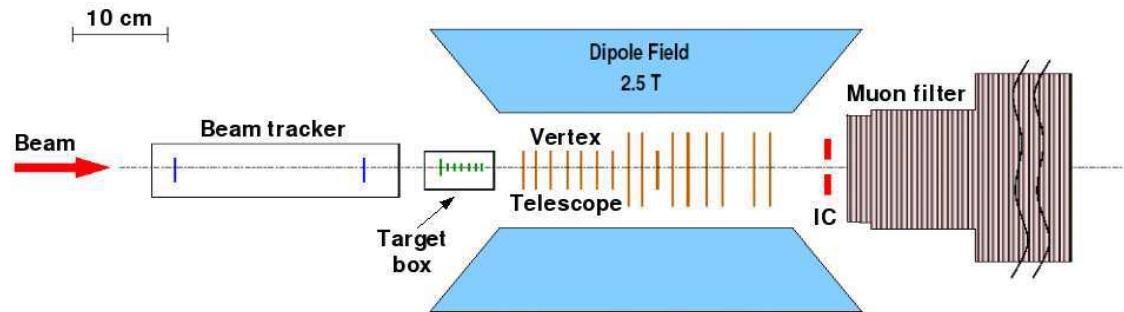


Figure 3.2 : Région cible de l'expérience NA60.

Nous passerons en revue les différents éléments du dispositif expérimental de l'expérience $In - In$ de 2003 dans les paragraphes suivants.

3.2 Le faisceau

La prise de données en ions lourds de l'automne 2003 (du 30 septembre au 8 novembre) s'est faite avec un faisceau d'Indium ($Z=49$, $A=115$) d'impulsion 158 GeV/c/nucléon délivré par l'accélérateur SPS ("Super Proton Synchrotron") du CERN. L'impulsion du faisceau est répartie suivant une loi Gaussienne de résolution relative (RMS) de l'ordre de $\frac{\sigma_p}{p} \sim 0.1\%$. Le faisceau du SPS est pulsé : la cible est exposée au faisceau pendant 4,8 s à une intensité d'environ 5×10^7 ions par cycle de 19,2 s. Le choix de l'intensité du faisceau durant la période de prise de données est un compromis entre la nécessité de collecter des lots d'événements de grandes statistiques pour accéder à des processus de faibles sections efficaces, comme la production de paires de muons, et l'augmentation des problèmes liés aux empilements des événements ("pile-up") et à la dégradation des détecteurs par irradiation. L'intensité du faisceau est mesurée par une chambre à ionisation remplie d'Argon disposée à environ 200 m avant la cible. Le courant d'ionisation est intégré durant chaque cycle et la charge totale collectée est proportionnelle au nombre d'ions l'ayant traversée.

L'expérience NA60 est située au NAHIF ("North Area High Intensity Facility") dans le hall ECN3. Le point d'extraction du faisceau du SPS se situe à environ 1 km en amont de la cible de NA60. La figure 3.3 montre la ligne de faisceau, les différents collimateurs, aimants de courbure et de focalisation.

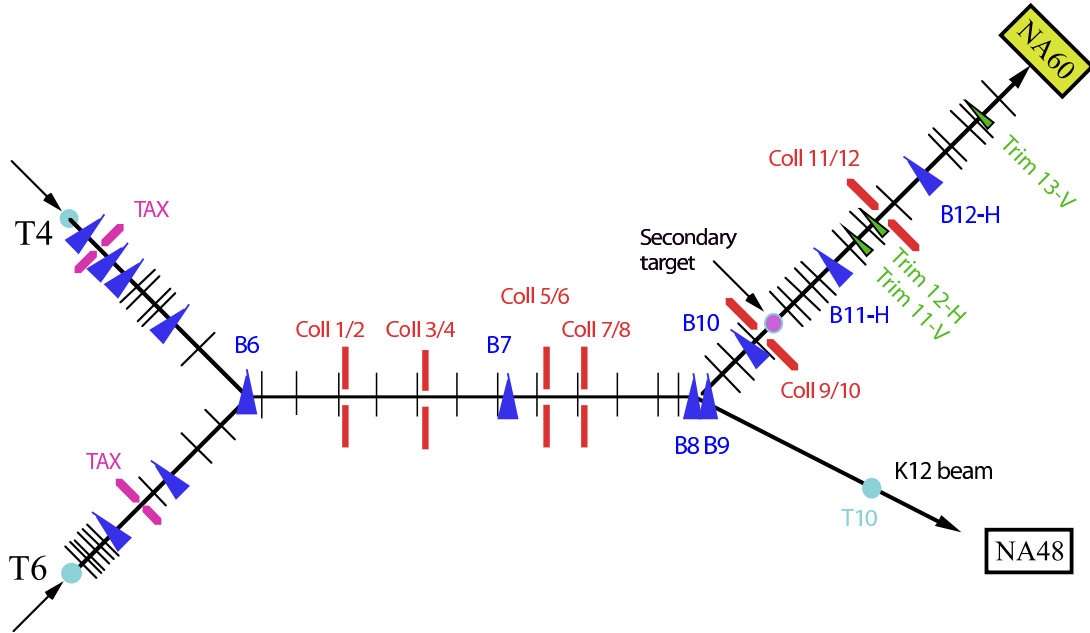


Figure 3.3 : Ligne de faisceau de l'expérience NA60.

3.3 Le détecteur de contrôle du faisceau (BS)

Le rôle du détecteur de faisceau BS ("Beamscope") est de déterminer la trajectoire des particules du faisceau incident afin d'obtenir une mesure des coordonnées transverses du point d'interaction indépendamment de celles fournies par le télescope à vertex (VT). L'extrapolation de la trace reconstruite dans le BS à la cible d'interaction permet de retrouver le point d'interaction de

l'ion incident avec une précision dans le plan transverse de $\sim 20 \mu\text{m}$ en collisions $In - In$. Le BS représente la première application dans une expérience de physique de haute énergie d'une technologie de senseurs de silicium refroidis à des températures cryogéniques. Ce refroidissement permet de profiter de l'"effet Lazare" [Palmieri 98] qui permet un fonctionnement de ces détecteurs même après une très importante exposition aux radiations (voir paragraphe 2.2). Le BS est le fruit d'un développement conjoint entre les collaborations RD39 [Granata 01] et NA60 [Rosinsky 03].

Le détecteur est composé de deux stations de trajectographie. Chacune des stations est constituée de deux plans de pistes de Si d'épaisseur $400 \mu\text{m}$, montés dos à dos sur le même module électronique et inclinés de 90° l'un par rapport à l'autre. Ils sont formés de 24 bandes de silicium de $1,2 \text{ cm}$ de longueur avec un pas de $50 \mu\text{m}$, placées entre deux jeux de 4 bandes de silicium de $500 \mu\text{m}$ de large. Les stations sont situées respectivement à 30 cm et 10 cm avant la cible, à l'intérieur d'une chambre à vide, et inclinées de 45° l'une par rapport à l'autre. Elles fonctionnent à une température de 130 K pour maximiser l'efficacité de collection des charges après de fortes expositions aux radiations. La figure 3.4 montre une station de trajectographie du BS ainsi que l'un des senseurs plus en détail.

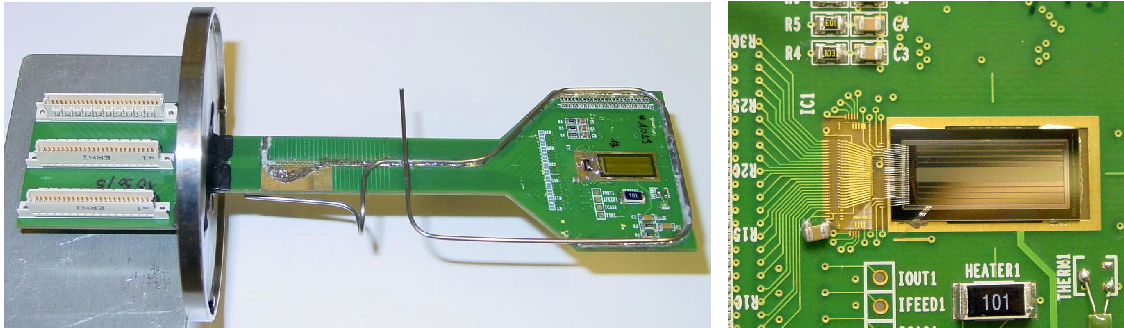


Figure 3.4 : Une station de trajectographie du BS : les senseurs (dont un agrandissement se trouve du côté droit) sont collés au dessus d'une ouverture de forme rectangulaire du PCB (un sur chaque face et perpendiculairement l'un par rapport à l'autre).

Les signaux provenant des bandes internes sont envoyés à des compteurs qui intègrent le nombre d'impacts durant un déversement, rendant possible le monitoring du profil du faisceau en ligne avec une résolution de $\sim 50 \mu\text{m}$. Le temps d'arrivée des particules sur les différentes pistes du détecteur est enregistré dans un module MHTR ("*Multi-Hit Time Recorder*"), où chaque canal représente $1,7 \text{ ns}$. Grâce à l'excellente précision de la prise de temps, le signal du BS peut être utilisé pour rejeter les empilements de faisceau ("*beam pile-up*"). Ainsi, le BS pourra être utilisé pour éliminer les événements dans lesquels plusieurs ions sont passés au cours des 200 ns nécessaires pour enregistrer les données du télescope à vertex.

Quant à la réponse très rapide des plans arrières ("*back planes*") de ces quatre senseurs ($< 0,5 \text{ ns}$), elle permet d'utiliser le BS comme système de déclenchement de biais minimum. Dans ce cas, c'est uniquement le passage d'un ion qui déclenche le système d'acquisition. La rapidité de la réponse des plans arrières est utilisée également pour "stabiliser", par une mesure de coïncidence, les temps de déclenchement provenant du ZDC ou du spectromètre à muons dont les fluctuations sont de l'ordre de $5\text{-}6 \text{ ns}$. L'efficacité de stabilisation est de l'ordre de $75\text{-}80 \%$ et permet d'atteindre une résolution sur les temps de déclenchement d'environ de $0,5 \text{ ns}$ [NA60 Mem03 35].

3.4 Le système cible

Le système cible utilisé lors de l'expérience de 2003 est composé de 7 cibles d'Indium placées dans une boîte à vide (0,01 atm) afin de minimiser les interactions entre les ions Indium incidents et l'air. Chaque cible a une épaisseur de 1,5 mm et la distance entre deux cibles est de 7,5 mm. La première cible a un diamètre de 10 mm afin de couvrir entièrement le profil du faisceau et fournir ainsi une bonne normalisation absolue. Les six autres cibles ont un diamètre de 1 mm. Cette configuration permet de minimiser les réinteractions des particules produites dans la cible située en aval de celle où a lieu l'interaction et de réduire la diffusion multiple des muons dans l'acceptance angulaire du spectromètre à muons.

La longueur totale d'interaction de la cible d'Indium correspond à environ 20% de la longueur d'interaction (λ_I). La figure 3.5 montre une photographie de la région cible.

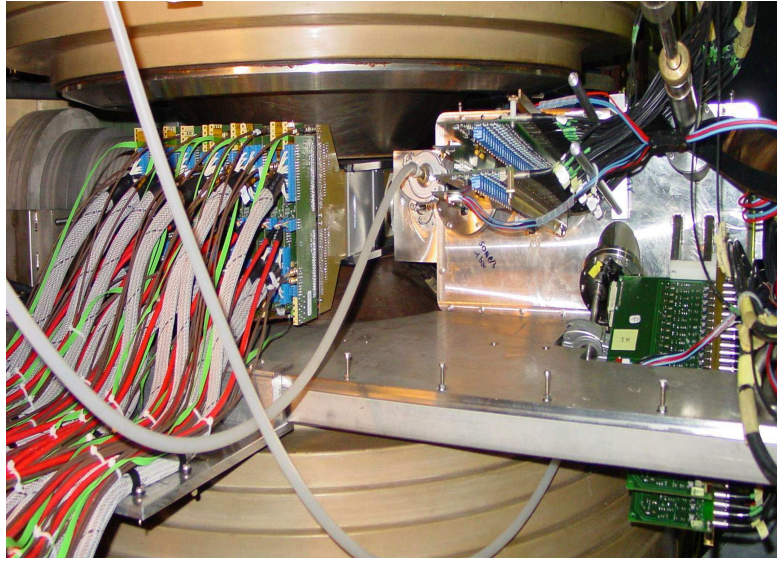


Figure 3.5 : Photographie de la région cible.

Sur cette photographie, on peut voir à droite les stations du détecteur de contrôle du faisceau (BS) placées dans un cryostat sous vide. Accolées au cryostat, on peut distinguer la boîte à cibles ainsi que les cartes de lectures du télescope à vertex de pixels disposé dans l'aimant dipolaire PT7. Enfin, sur la gauche, on aperçoit le tout début de l'absorbeur hadronique, le pré-absorbeur en BeO (tableau 3.2).

3.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons permet de mesurer les paramètres cinématiques des muons produits dans la cible. Les grandeurs physiques suivantes caractérisant les paires de muons sont déduites de ces paramètres :

- la masse du dimuon $M_{\mu\mu}$;
- son impulsion transverse p_T ;
- sa masse transverse $m_T = \sqrt{M_{\mu\mu}^2 + p_T^2}$;
- sa rapidité $y = \frac{1}{2} \ln ((E+p_z)/(E-p_z))$.

E représente l'énergie de la paire et p_z son impulsion suivant l'axe longitudinal z défini par la direction du faisceau. Le spectromètre à muons, représenté dans la figure 3.6, couvre un intervalle en pseudo-rapacité de $2,8 < \eta < 4,0$ (représentant une acceptation angulaire entre 35 et 120 mrad).

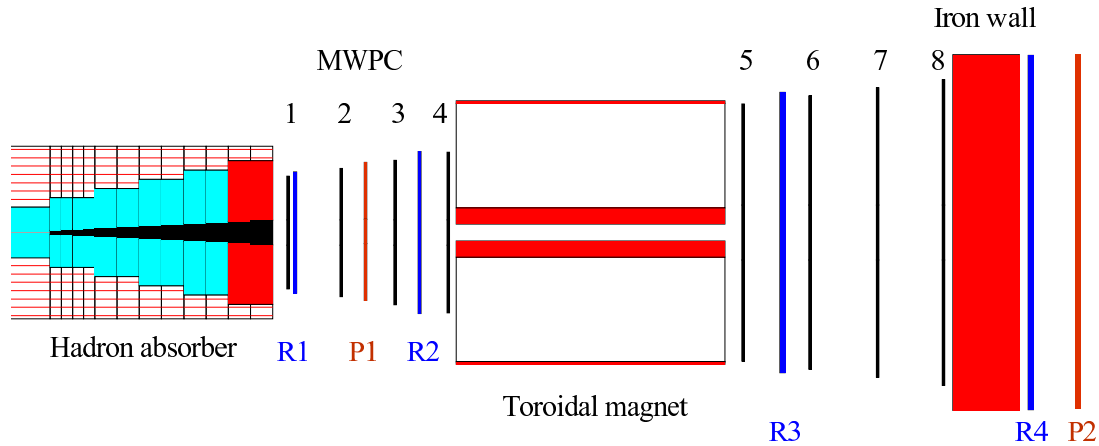


Figure 3.6 : *Le spectromètre à muons.*

Le spectromètre à muons (figure 3.6) est composé de quatre éléments principaux :

- des absorbeurs hadroniques ;
- un aimant toroïdal (ACM) ;
- huit chambres proportionnelles à fils (MWPC 1 - MWPC 8) ;
- et quatre hodoscopes de déclenchement (R 1 - R 4).

Les caractéristiques des différents éléments du spectromètre à muons sont indiquées dans le tableau 3.1. Ils sont décrits plus en détail ci-dessous.

	z (cm)	Caractéristiques
MWPC 1	615,8	448 fils par plan, $\varnothing=134$ cm
R 1	629,6	6×30 lattes de scintillateurs de 1,05 - 3,55 cm de largeur
MWPC 2	684,1	512 fils par plan, $\varnothing=153$ cm
P 1	712,0	6×8 éléments de scintillateurs de 2,73 - 13,65 cm de largeur
MWPC 3	748,7	576 fils par plan, $\varnothing=172$ cm
R 2	761,0	6×30 lattes de scintillateurs de 1,25 - 3,85 cm de largeur
MWPC 4	818,2	640 fils par plan, $\varnothing=192$ cm
ACM	828,7 - 1311,7	Champ magnétique toroïdal
MWPC 5	1347,2	1024 fils par plan, $\varnothing=306$ cm
R 3	1390,2	6×24 lattes de scintillateurs de 5,5 cm de largeur
MWPC 6	1445,6	1088 fils par plan, $\varnothing=326$ cm
MWPC 7	1544,1	1152 fils par plan, $\varnothing=345$ cm
MWPC 8	1642,1	1216 fils par plan, $\varnothing=364$ cm
Mur de fer	1676,3 - 1796,3	Absorbeur hadronique
R 4	1800,7	6×32 lattes de scintillateurs de 5,5 cm de largeur
P 2	1820,7	6×8 éléments de scintillateurs de 8,10 - 47,50 cm de largeur

Tableau 3.1 : *Caractéristiques des différents éléments du spectromètre à muons.*

3.5.1 Les absorbeurs hadroniques

Les muons peuvent provenir de la décroissance des pions et des kaons produits en abondance lors des collisions. Pour ne pas les confondre avec les muons issus de processus physiques que l'on désire étudier, il est important d'absorber la plus grande partie des hadrons le plus tôt possible avant leur décroissance. Ceci est réalisé en intercalant un absorbeur hadronique suffisamment long ($\sim 12 \lambda_I$) entre la cible et le spectromètre à muons. Toutefois, la présence de l'absorbeur hadronique doit affecter aussi peu que possible l'impulsion des muons qui le traversent et qui atteignent la zone du spectromètre à muons. En effet, la diffusion multiple Coulombienne subie par les muons peut détériorer la résolution en masse du spectromètre et provoquer ainsi des problèmes d'identification correcte des résonances. Afin de minimiser les conséquences de la diffusion multiple dans l'acceptance du spectromètre, il faut privilégier des matériaux avec une grande longueur de radiation X_0 , c'est-à-dire de petit numéro atomique. Il faut donc trouver un compromis entre une petite longueur d'interaction λ_I et une grande longueur de radiation X_0 , ce qui peut être réalisé grâce à un empilement de plusieurs types de matériaux comme on peut le constater dans le tableau 3.2.

Matériaux	Fonction	Position z_{in} (cm)	Longueur Δz (cm)	ρ (g/cm ³)	λ_I (cm)	L/λ_I (cm)
BeO	Pré-absorbeur	43,6	41	2,81	35,85	1,14
Al ₂ O ₃	Pré-absorbeur	84,7	25,4	3,52	32,65	0,78
C	Absorbeur principal	110,0	440	1,93	44,70	9,84
Fe	Absorbeur principal	550,0	40	7,87	16,76	2,38
Fe	Mur de Fer	1676,3	120,0	7,87	16,76	7,16

Tableau 3.2 : Caractéristiques des matériaux de l'absorbeur hadronique lors de l'expérience In-In 2003.

Le pré-absorbeur (41 cm de BeO + 25,4 cm d'Al₂O₃) qui couvre un intervalle en pseudo-rapidité de $2,42 < \eta < 4,43$, possède un trou central le long de l'axe du faisceau pour que les ions n'ayant pas interagi dans la cible ainsi que les fragments du projectile puissent atteindre le ZDC (voir paragraphe 3.6).

La partie principale de l'absorbeur de 4,8 m de long, située juste derrière le pré-absorbeur, arrête les ions résiduels du faisceau, les fragments produits dans la collision et les hadrons émis très à l'avant ainsi que les ions qui n'ont pas interagi. De forme conique autour de l'axe du faisceau, il comprend un bloc d'uranium de 320 cm. Ce cône central est entouré par des cylindres de carbone (440 cm) et de fer (40 cm) et permet d'arrêter les particules émises à grands angles. La figure 3.7 montre à gauche la première partie de l'absorbeur hadronique et à droite l'absorbeur complet.

Un dernier absorbeur constitué de fer de 120 cm d'épaisseur placé avant le dernier hodoscope de déclenchement (R4) permet d'éliminer des hadrons résiduels de grande énergie ayant pu franchir l'absorbeur. Ce mur n'affecte en rien la résolution du spectromètre car il est situé en aval de toutes les chambres à fils.

3.5.2 L'aimant toroïdal (ACM)

Le champ magnétique utilisé pour courber les traces des muons est généré par un aimant toroïdal ACM ("Air Core Magnet") de 483 cm de longueur et de 154 cm de rayon placé approximativement à 10,5 m en aval de la cible. Il est de forme hexagonale comme on peut le voir sur la figure 3.8a et comprend six secteurs d'air de 42° et six secteurs de fer de 18°.

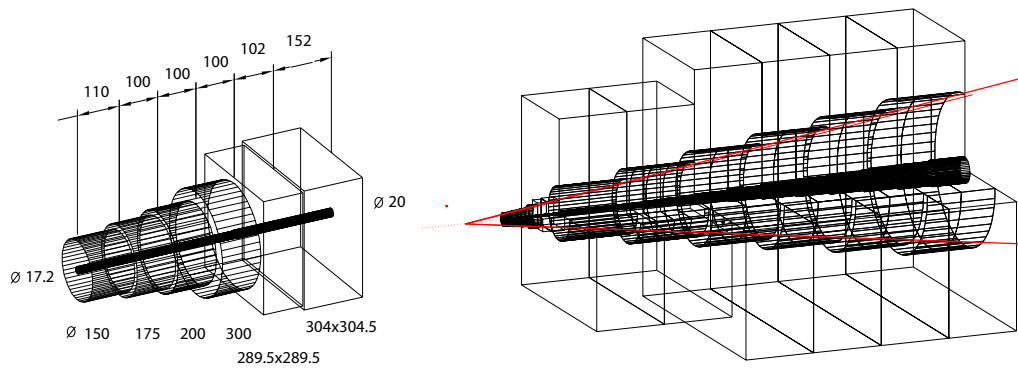


Figure 3.7 : L'absorbeur hadronique est constitué de quatre tranches de BeO et de deux de Al_2O_3 (à gauche), suivi de 440 cm de carbone et 40 cm de fer.

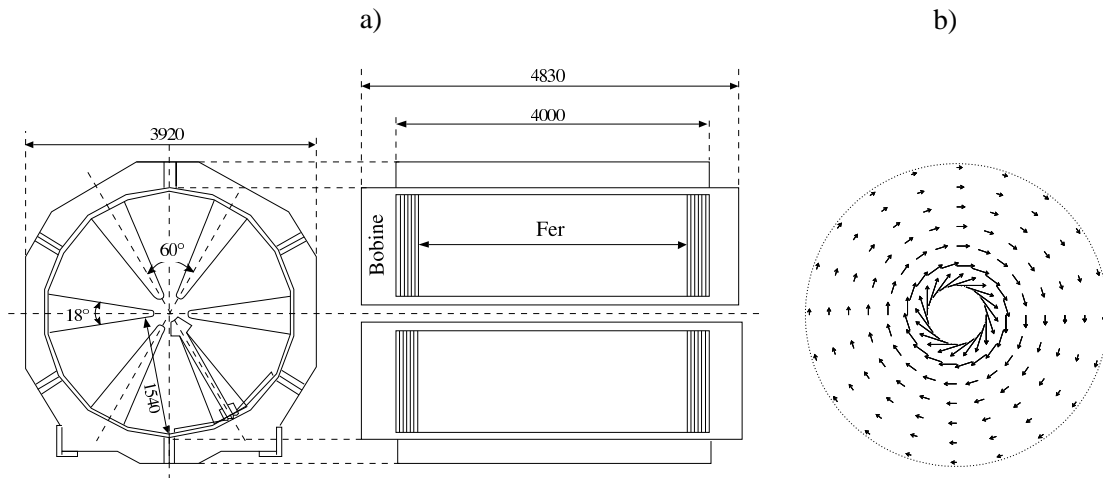


Figure 3.8 : a) : vues de face et de côté de l'aimant, b) : vue transverse du champ magnétique toroïdal.

Un champ magnétique toroïdal y est créé par six bobines, entourant les secteurs de fer. Elles sont parcourues par un courant pulsé et synchronisé avec le cycle du SPS. Ce champ magnétique (figure 3.8b) possède une dépendance en $1/r$ de la forme :

$$\vec{B}(r) = \frac{B_0}{r} \vec{e}_\phi$$

où r est la distance à l'axe, ϕ l'angle azimutal et B_0 une constante dépendant de l'intensité du courant ($B_0=0,219$ T.m pour un courant de 4000 A). Cette dépendance du champ en $1/r$ entraîne une déflexion des muons d'un angle inversement proportionnel à leur impulsion transverse dans un plan azimutal constant : $\Delta\theta \propto 1/P_T$. La figure 3.9 montre l'amplitude du champ magnétique dans les secteurs d'air pour différentes distances à l'axe du faisceau. Afin de limiter les effets systématiques liés au champ, la polarité est régulièrement inversée durant la prise des données.

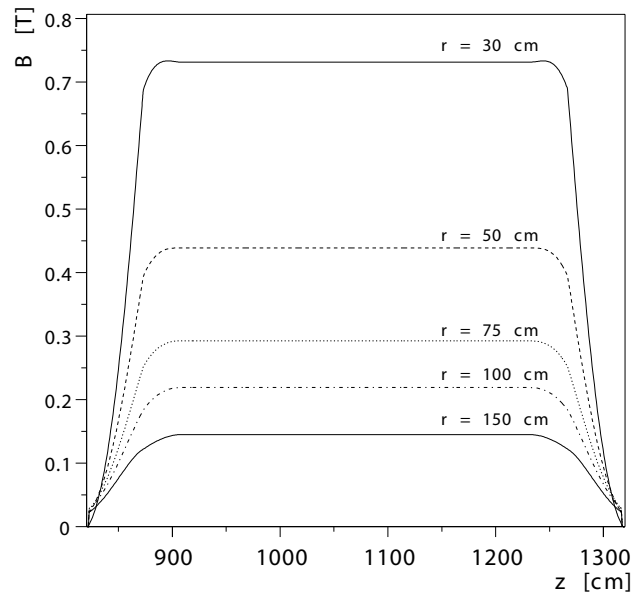


Figure 3.9 : Profil de l'amplitude du champ magnétique toroïdal pour quelques distances par rapport à l'axe du faisceau.

3.5.3 Les hodoscopes de déclenchement

Le système de déclenchement repose sur quatre hodoscopes de forme hexagonale R1, R2, R3 et R4 (R1, R2 avant et R3, R4 après l'aimant toroïdal ACM) formés de 6 sextants de lattes de scintillateurs avec un temps de résolution de ~ 2 ns (figure 3.6). Les lattes sont disposées parallèlement au bord extérieur des sextants comme on peut le voir sur la figure 3.10 gauche.

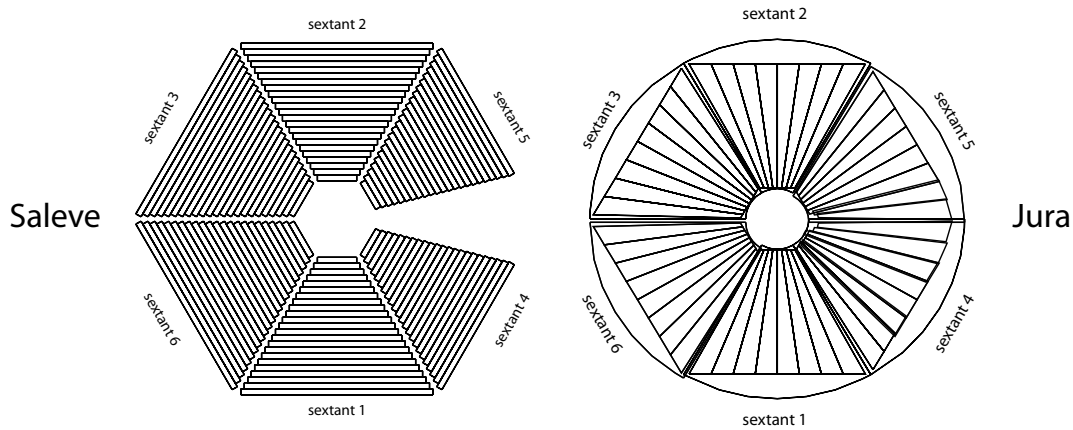


Figure 3.10 : Lattes des scintillateurs des hodoscopes R3 (gauche) et P1 (droite).

Les plans R1 et R2 sont placés entre l'absorbeur principal et l'aimant. R2 est une copie homothétique de R1 par rapport au centre de la cible. Les dimensions des lattes de plastique augmentent linéairement avec la distance par rapport à l'axe pour ces deux hodoscopes. Cette géométrie as-

sure qu'une particule traversant les lattes $R1^i$ et $R2^i$ provient du vertex d'interaction comme on peut le constater dans la figure 3.11. Pour tenir compte de la diffusion multiple, une coïncidence des lattes $R1^i$ et $R2^{i-1}$ est également acceptée dans le système de déclenchement.

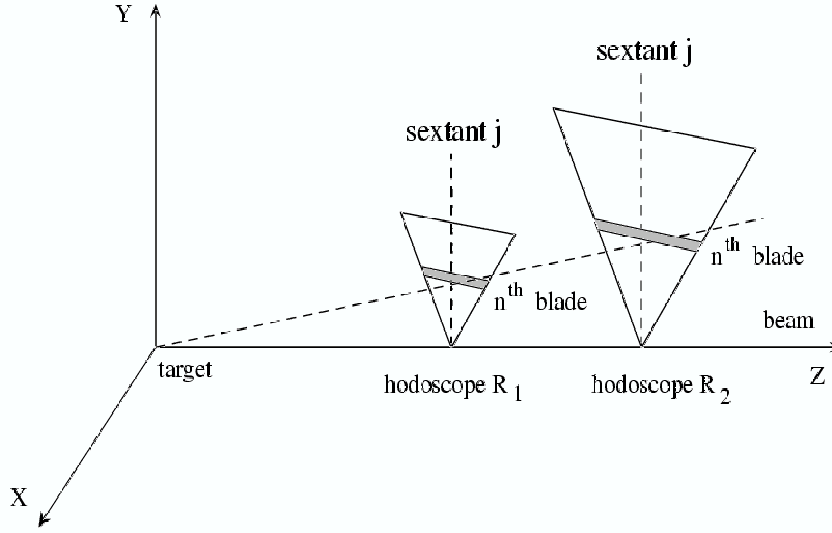


Figure 3.11 : Coïncidence $V = R1 \times R2$.

Les hodoscopes R3 et R4 sont situés après l'aimant et constitués de lattes de scintillateurs de largeur constante (5,5 cm). L'information $V = R1 \times R2$, combinée avec celle de l'hodoscope R4 et contrainte par celle de R3, valide une trace provenant de la cible.

Les muons doivent avoir une impulsion minimale autour de 5 GeV/c pour atteindre R4 situé derrière le mur de fer. Le système de déclenchement à deux muons ("trigger dimuon") requiert le passage simultané de deux muons à travers deux sextants différents ayant chacun satisfait aux combinaisons R1 R2 R3 R4 autorisées.

Les deux autres hodoscopes P (P1,P2) sont situés en amont de l'aimant ACM (P1) et en aval du mur de fer (P2) après R4 (figure 3.6). Contrairement aux hodoscopes R, les lattes des scintillateurs de chaque sextant sont orientées radialement (figure 3.10 droite). Leur largeur augmente donc avec la distance à l'axe du faisceau. Ils servent, lors de prises de données spéciales, à mesurer l'efficacité de déclenchement de R1, R2, R3 et R4.

3.5.4 Les chambres proportionnelles à fils (MWPC)

Les trajectoires des muons ayant traversé l'absorbeur principal sont reconstruites grâce à huit chambres proportionnelles à fils MWPC ("Multi-Wire Proportional Chambers"). Les quatre premières (PC1-PC4) sont en amont de l'aimant et les quatre autres (PC5-PC8) sont disposées en aval. La taille transverse des chambres augmente avec la distance à la cible afin de couvrir l'acceptance angulaire définie par l'ouverture de l'aimant ACM. Chaque chambre à muons, de forme hexagonale, comprend trois plans de fils (Y,U,V) distants de 2,2 cm les uns des autres et tournés de 60° les uns par rapport aux autres comme on peut le voir sur la figure 3.12.

Chaque plan d'anode, constitué de fils de tungstène doré de $\sim 20 \mu\text{m}$ de diamètre et espacés de 3 mm, est placé entre deux plans de cathodes de graphite distants de 1,2 cm et portés à un potentiel d'environ -2800 V. Le volume actif de la chambre est rempli d'un mélange gazeux constitué de $\sim 80 \%$ d'Argon, 18 % d'Isobutane et 2 % de Tétrafluoroéthane.

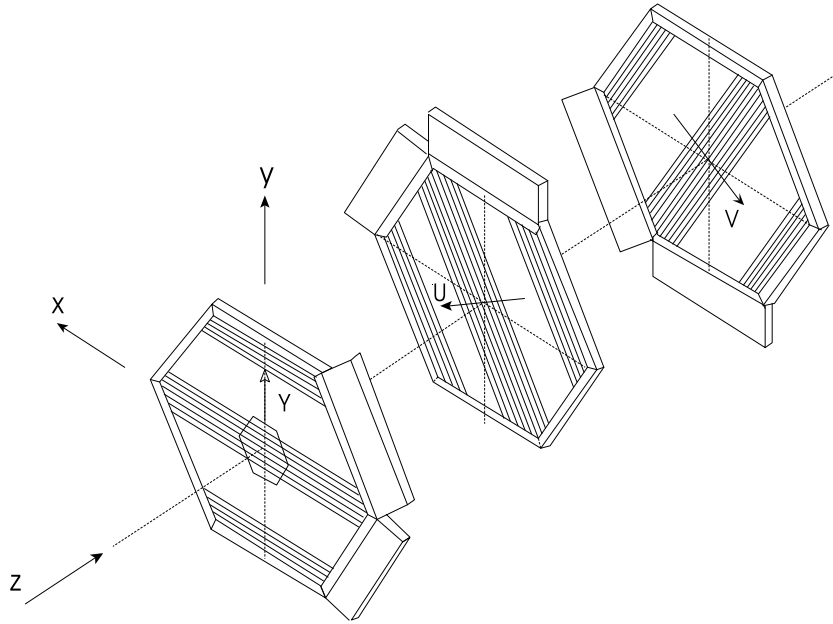


Figure 3.12 : Chaque chambre est composée de trois plans de fils (Y,U,V). Ils ont été, par souci de clarté, représentés éloignés les uns des autres.

3.6 Le calorimètre à zéro degré (ZDC)

Une estimation de la centralité des collisions noyau-noyau peut être obtenue grâce au calorimètre à zéro degré (ZDC). Le ZDC mesure l'énergie des fragments spectateurs du projectile E_{ZDC} , ce qui permet d'estimer l'énergie déposée dans l'interaction puisque l'on a : $E_{déposée} = E_{faisceau} - E_{ZDC}$. De cette information, on peut, en utilisant le modèle de Glauber (annexe A), extraire le nombre de nucléons participant à la collision ainsi que le paramètre d'impact correspondant, c'est-à-dire la centralité de l'événement. Le ZDC présente un volume actif de $5 \times 5 \times 65 \text{ cm}^3$, disposé à 190 cm du centre de la cible, sur l'axe du faisceau à l'intérieur de l'absorbeur de hadrons (figure 3.1). Il est composé de quatre blocs de fibres de quartz. Celles-ci sont immergées dans un absorbeur de Tantale, placées parallèlement à l'axe du faisceau et lues par 4 photo-multiplicateurs (PM) indépendants. Le ZDC est schématisé sur la figure 3.13.

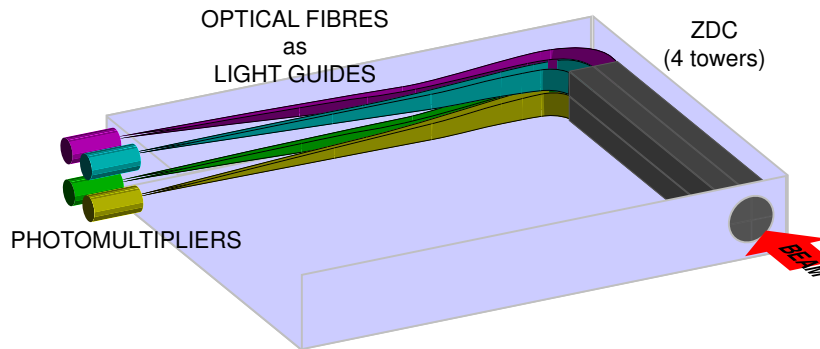


Figure 3.13 : Représentation schématique du calorimètre à zéro degré.

L'énergie des fragments spectateurs est obtenue à partir du rayonnement Cerenkov créé dans les fibres de quartz par les produits des gerbes hadroniques. La segmentation du ZDC en quatre groupes permet de connaître le centroïde du faisceau à chaque déversement.

Enfin, le rôle du ZDC est aussi de fournir un déclenchement de biais minimum ("*trigger minimum bias*") obtenu en plaçant un seuil (le plus bas possible) sur le signal qu'il délivre. Notons que ce type de déclenchement peut être biaisé par les collisions les plus centrales où le signal fourni par le ZDC est faible. Un exemple de distribution en énergie longitudinale E_{ZDC} mesurée durant l'expérience $In - In$ est représenté sur la figure 3.14 avec un déclenchement soit par le faisceau, soit par les dimuons.

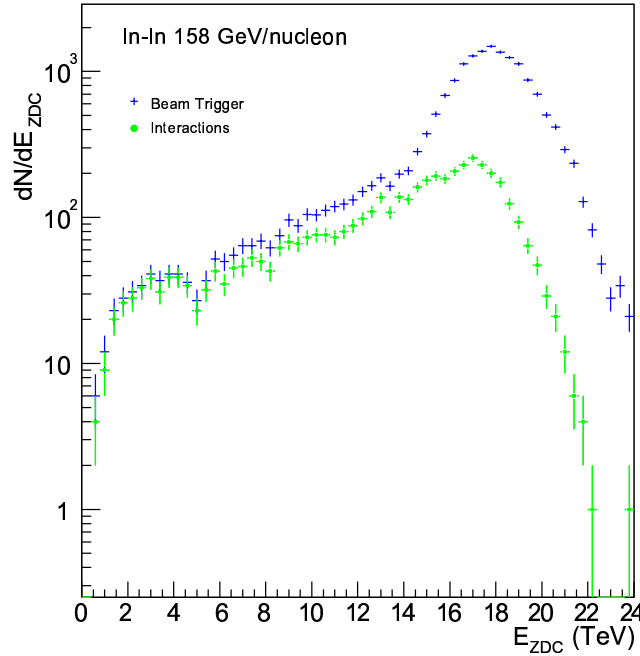


Figure 3.14 : Spectres E_{ZDC} mesurés en collisions $In - In$ avec déclenchement par le faisceau et les dimuons.

3.7 Le télescope à vertex (VT)

L'aspect novateur de l'expérience NA60 réside en l'utilisation d'un télescope à vertex à base de pixels de Silicium dans une expérience mesurant des dimuons. Son rôle est de pouvoir mesurer les trajectoires des particules secondaires, incluant les muons, produites lors d'une interaction dans une cible, avant que celles-ci ne pénètrent dans l'absorbeur hadronique. Il permet d'améliorer grandement la résolution en masse invariante des dimuons reconstruits en corrélant la mesure des grandeurs cinématiques des dimuons dans le télescope et dans le spectromètre. Il permet également de distinguer les dimuons prompts issus du vertex d'interaction de ceux issus des vertex décalés, par exemple ceux des désintégrations des mésons D qui ont un décalage de quelques centaines de μm . Enfin, le VT identifie la cible dans laquelle l'interaction a eu lieu en cherchant l'origine commune aux traces reconstruites. Pour améliorer les précisions de reconstruction des traces et l'identification des muons, le télescope est placé dans un champ magnétique dipolaire important afin de courber les trajectoires des particules chargées. Une conséquence intéressante de la présence de ce champ magnétique est d'augmenter l'acceptance des dimuons de faible impulsion transverse dans le spectromètre.

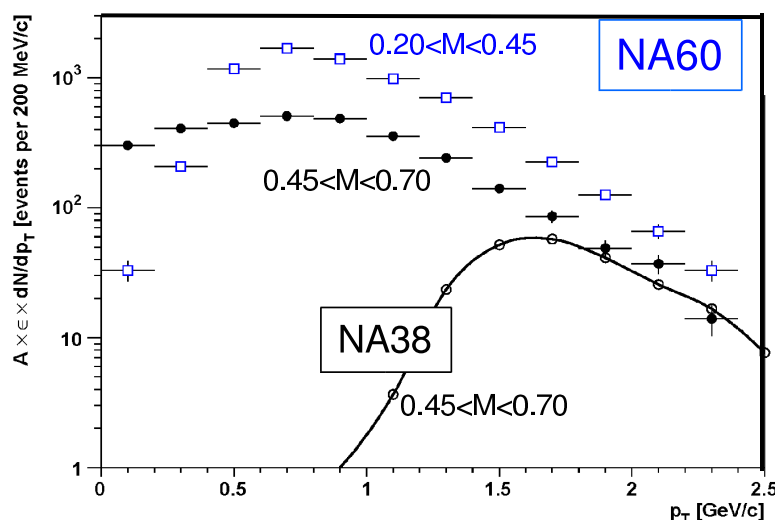


Figure 3.16 : Acceptance des dimuons de signes opposés de basse masse en fonction de p_T pour NA38/NA50 et NA60 [Wöhri 05c].

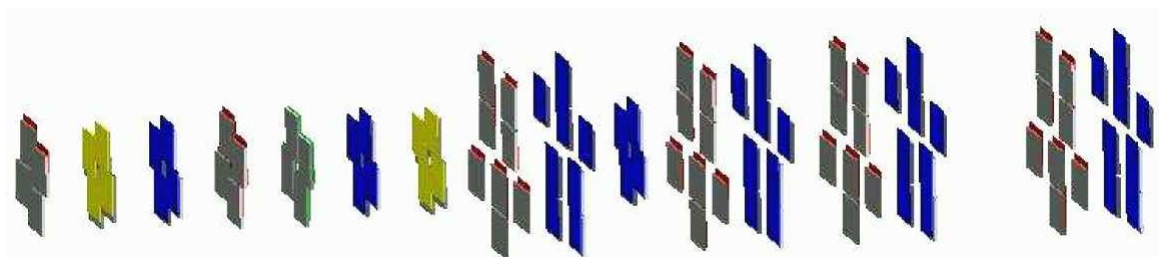


Figure 3.17 : Vue schématique du télescope en pixels de silicium pour les ions lourds.

Le télescope à vertex est formé de 16 plans de deux tailles différentes afin de couvrir l'acceptance du spectromètre à muons. Il s'étend de 6,7 cm à 33 cm du centre de la cible. Ces plans délivrent 12 points de trajectographie grâce aux 8 petits plans (de 4 puces) et aux 4 stations, composées chacune de deux grands plans physiques (de 8 puces). Il comprend donc un total de 96 puces comme on peut le voir dans le tableau 3.3.

Type de module	Nombre de modules	Nombre de puces
4 puces x	5	20
4 puces y	3	12
8 puces X	8	64
Total	16	96

Tableau 3.3 : Répartition des puces par module nécessaire pour le détecteur de vertex.

On peut remarquer sur la figure 3.17 la présence d'un petit plan placé juste derrière la première station qui augmente l'acceptance des muons en réduisant le trou du passage du faisceau de la première station. L'arrangement des différents plans de pixels est détaillé dans le tableau 3.4, la direction x (X), y signifiant que le petit côté des puces est aligné dans cette direction.

Petit plan	x	y	x	x	y	x	y	x
Tourné	oui	non	non	oui	oui	non	non	non
z (cm)	6,7	8,2	10,0	11,1	12,6	14,7	16,2	21,2
Couverture (%)	90,3	95,2	95,5	93,2	89,5	83,6	76,1	50,8
Grand plan	X	X	X	X	X	X	X	X
Tourné	oui	non	oui	non	oui	non	oui	non
z (cm)	17,6	19,7	22,2	24,3	26,0	28,0	30,1	33,0
Couverture (%)	51,7	52,0	51,6	51,5	50,5	49,6	45,4	43,7

Tableau 3.4 : *Disposition des plans de trajectographie.*

La dernière ligne du tableau indique la fraction des muons simples (issus de désintégrations de J/ψ) reconstruite dans le spectromètre à muons qui sera détectée dans l'acceptance géométrique de chacun des 16 plans.

Les modules sont refroidis à $\sim 15^\circ\text{C}$ par de l'eau circulant dans des tubes fixés au dos de l'électronique. Un tel module est visible sur la figure 3.18.

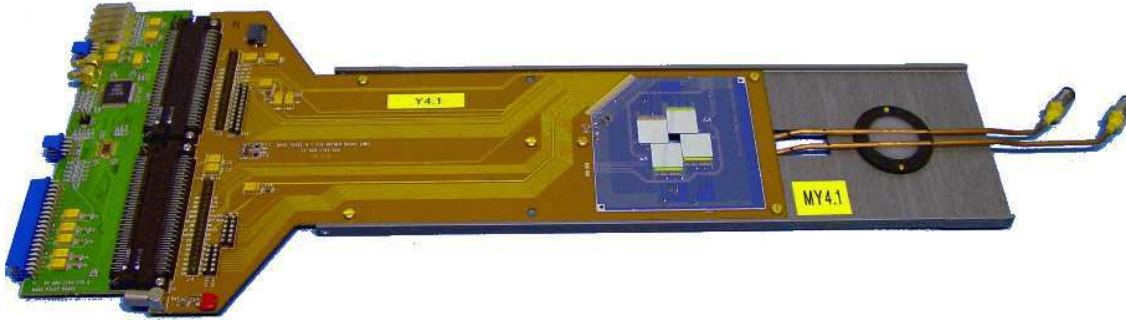


Figure 3.18 : *Module composant l'un des petits plans de pixels du télescope à vertex.*

Chaque puce est composée de 32×256 pixels de silicium de surface $425 \times 50 \mu\text{m}^2$ et d'épaisseur $300 \mu\text{m}$. Chacun d'eux étant directement couplé ("*bump bonded*") à une puce de lecture Alice1LHCb, de $750 \mu\text{m}$ d'épaisseur, cadencée à une fréquence de 10 MHz. Cette dernière a été choisie parce qu'elle est particulièrement résistante aux radiations, comme l'ont montré des tests indiquant un fonctionnement au-delà d'une dose de 12 MRad [Hunen 01]. Étant donnée la fréquence de l'horloge, le temps nécessaire pour lire les informations contenues dans un grand plan composé de 8 puces est de $8 \times 256 \times 100 \text{ ns} = 206,4 \mu\text{s}$ (lecture par groupe de 32 pixels). Cette valeur est le facteur limitant le temps d'acquisition dans NA60, tous les autres détecteurs ayant une lecture de leur information plus rapide. Avec ses $96 \times 32 \times 256 \sim 780000$ voies à lire, le télescope à vertex produit $\sim 90 \%$ des informations stockées par événement.

3.7.3 Performances

Sur la figure 3.19 on peut voir la distribution en z (direction du faisceau) des vertex d'interaction reconstruits par le télescope à vertex.

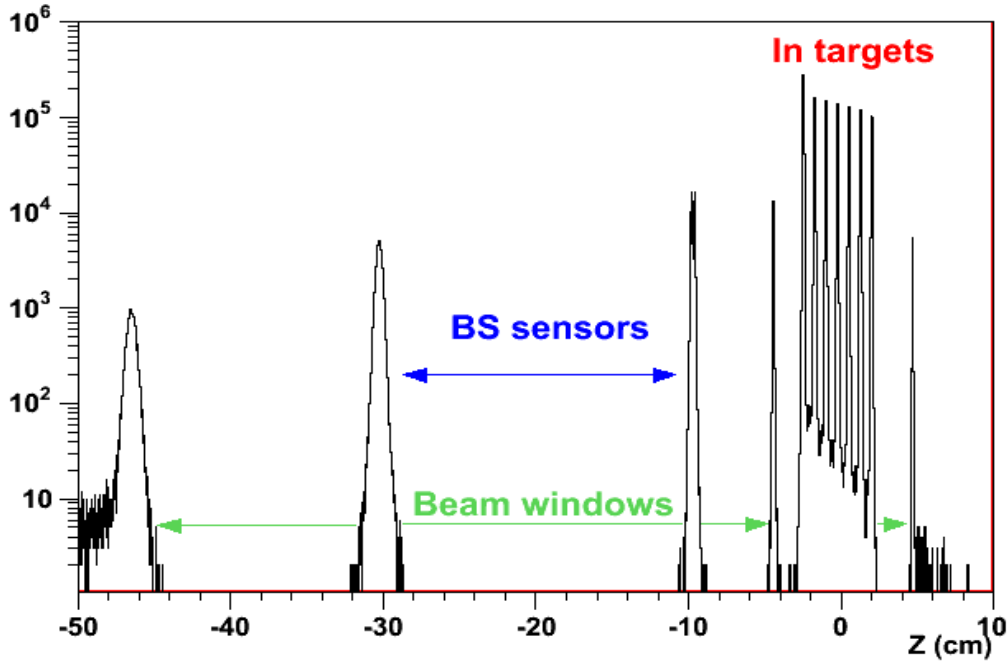


Figure 3.19 : Distribution des vertex d'interaction reconstruits par le télescope à vertex (VT).

La résolution atteinte du point d'interaction est de $200 \mu\text{m}$ dans la direction z et $10\text{-}20 \mu\text{m}$ dans le plan transverse. On identifie parfaitement chacune des 7 cibles d'Indium grâce à un algorithme de reconstruction très efficace (voir chapitre 4). Les autres pics correspondent aux interactions dans les deux stations du BS (à $z \sim -10$ cm et $z \sim -30$ cm) et dans les fenêtres de séparation des régions sous vide (à $z \sim \pm 4,5$ cm et $z \sim -47$ cm).

3.8 Le compteur d'interactions (IC)

Le compteur d'interactions (IC) est un détecteur situé entre le télescope à vertex et l'absorbeur hadronique. Il délivre un signal proportionnel à la multiplicité des particules produites dans la zone cible. Il est constitué de deux scintillateurs plastiques identiques (IC1 et IC2) de $16 \times 10 \text{ cm}^2$ de surface et de 10 mm d'épaisseur précédés d'une feuille de plomb de 5 mm d'épaisseur comportant un trou de 11 mm de diamètre pour le passage du faisceau. Cette dernière permet de convertir les photons incidents en particules chargées et d'augmenter ainsi d'environ 40 % le signal collecté. Chaque scintillateur délivre un signal qui est transporté par des fibres à décalage de longueur d'onde puis lu par un photo-multiplicateur XP2020. Le IC identifie les interactions hadroniques provenant de la région cible essentiellement grâce à la mesure des particules chargées produites dans l'acceptance $2,75 < \eta < 5$. On enregistre la charge mesurée dans chacun des scintillateurs ainsi que le signal temporel associé à la coïncidence $\text{IC1} \times \text{IC2}$ dans un module MHTR. Les différents rôles du IC sont les suivants :

- il élimine tout déclenchement dimuon dans le spectromètre provenant d'interactions en aval (dans le ZDC ou l'absorbeur de hadrons) ;
- il élimine les déclenchements de biais minimum provenant d'un ion n'ayant pas interagi.

Le fait de requérir une coïncidence entre les deux scintillateurs permet de rejeter les sources de bruits internes des détecteurs ou des photo-multiplicateurs. La très bonne résolution en temps des scintillateurs est très utile pour identifier et rejeter les empilements d'interactions.

3.9 Architecture de l'acquisition

Le cycle de lecture des différentes informations d'un événement est déclenché par le signal du trigger. L'architecture du système d'acquisition est basée sur le fait que le faisceau délivré par le SPS est pulsé. Pendant le déversement du faisceau, les données associées aux événements sont réparties dans les détecteurs. Ces derniers sont lus par l'électronique en utilisant des cartes PCI placées dans des PC appelés LDC (*"Local Data Concentrators"*). Les données sont stockées dans des mémoires locales. Le nombre de LDC varie suivant la quantité d'informations délivrées par un sous-détecteur. Par exemple, les informations liées au spectromètre sont lues par un seul LDC alors que celles associées au télescope de vertex le sont par six LDC. Entre deux déversements, les données sont lues à partir des mémoires locales des diverses cartes PCI puis stockées dans la mémoire principale des LDC. Les données des LDC sont ensuite collectées et rassemblées par un (ou plusieurs) PC appelé GDC (*"Global Data Concentrator"*) pour reconstituer chacun des événements. Les GDC envoient enfin les événements sur le CDR (*"Central Data Recording"*) au CERN. Une représentation schématique de l'architecture d'acquisition de NA60 est montrée dans la figure 3.20. Le programme d'acquisition est basé sur l'environnement DATE [Date 01] (*"Data Acquisition and Test Environment"*) développé par l'expérience ALICE du CERN.

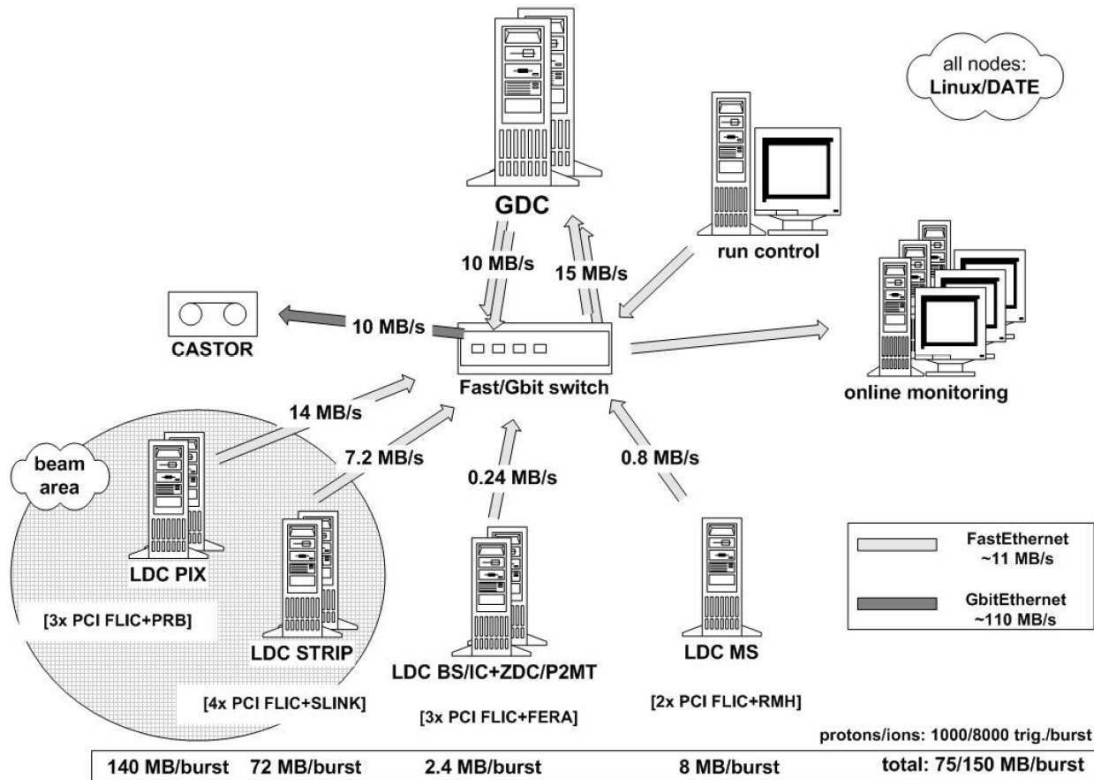


Figure 3.20 : Représentation schématique de l'architecture d'acquisition.

NA60 : les données $I_n - I_n$ et leur analyse

Sommaire

4.1	Traitement des données	94
4.2	Détermination du vertex d'interaction	94
4.3	Le bruit de fond combinatoire	96
4.3.1	Évaluation à partir des dimuons de même signe	97
4.3.2	Évaluation à partir du mélange d'événements	98
4.4	Mise en concordance des traces entre télescope à vertex et spectromètre à muons	99
4.4.1	Procédure	99
4.4.2	Bruit de fond lié aux fausses associations	100

Dans les paragraphes qui suivent, nous exposons quelques éléments sur le traitement des données et plus particulièrement la méthode de détermination du vertex. Nous discutons également des techniques utilisées pour la soustraction du bruit de fond combinatoire pour extraire le signal. Enfin, nous décrivons la procédure de mise en concordance des muons du spectromètre avec les traces du télescope à vertex ainsi que du bruit de fond associé aux fausses associations.

4.1 Traitement des données

Lors des 5 semaines d'expérience de l'automne 2003 en collisions $In - In$, environ 230 millions de paires de muons ont été enregistrées. Les données ont été prises avec deux valeurs du champ magnétique du spectromètre à muons : 4000 et 6500 A. La valeur de courant plus faible permet d'augmenter l'acceptance dans la région des basses masses. Celle de 6500 A est plus adaptée à la région du J/ψ . La reconstruction des données commence par celle des traces dans le spectromètre à muons. On procède ensuite à la reconnaissance et à la reconstruction des traces dans le télescope de vertex. Ceci est détaillé dans le chapitre suivant. Cette reconstruction permet de rechercher le vertex d'interaction. Les empilements d'interactions ainsi que les ré-interactions des secondaires et des fragments sont rejetés en imposant des événements avec un seul vertex. Enfin, chaque trace du spectromètre est extrapolée jusqu'à la région cible. La mise en concordance des traces du spectromètre et de celles du télescope à vertex est réalisée en utilisant le carré de la distance pondérée (χ^2) dans l'espace des angles et des impulsions inverses, entre les couples de traces. Les traces complètes sont ensuite gardées si leur χ^2 est inférieur à un certain seuil. En effet, la distribution en χ^2 des traces complètes correctes est très différente de celle des traces complètes incorrectes (association de muons avec des traces du télescope à vertex ne provenant pas de muons).

Dans ce qui suit, nous décrivons plus en détail l'algorithme de détermination du vertex d'interaction, l'évaluation du bruit de fond combinatoire dû aux désintégrations de π et de K et enfin l'association des traces des muons du spectromètre à muons avec celles du télescope à vertex. Par la suite, les dimuons du spectromètre seront notés PC et ceux associés au télescope à vertex VT.

4.2 Détermination du vertex d'interaction

Après la reconstruction des données et des traces dans le télescope à vertex (VT) (voir détails dans le chapitre 5), la détermination des coordonnées du vertex d'interaction s'inspire d'une méthode proposée par CERES [Agakichiev 97]. Il s'agit d'une technique basée sur une méthode pondérée des moindres carrés. Seules les traces ayant un certain nombre d'impacts (10 en $p - A$) et ayant été bien ajustées ($\chi_{ajustement}^2 < 2$ en $p - A$) participent à la reconstruction du vertex. La méthode consiste à résoudre de façon itérative les équations suivantes pour en extraire la position du vertex (x_v, y_v, z_v) :

$$\sum_i w_i^k \frac{1}{\sigma^2} e_i \frac{\partial e_i}{\partial x_v} = 0, \quad \sum_i w_i^k \frac{1}{\sigma^2} e_i \frac{\partial e_i}{\partial y_v} = 0, \quad \sum_i w_i^k \frac{1}{\sigma^2} e_i \frac{\partial e_i}{\partial z_v} = 0 \quad (4.1)$$

où i boucle sur l'ensemble des traces, w_i^k sont les poids à chaque itération k calculés à partir des résidus e_i (distance de la trace i au vertex).

Le résidu e_i^k d'une trace à une position de vertex z_v est défini comme la différence entre les coordonnées transverses du vertex (x_v, y_v) et les coordonnées transverses de la trace en z_v , pondérées par la matrice de covariance S :

$$e_i^k = \sqrt{\Delta x^2 S_{xx}^{-1} + \Delta y^2 S_{yy}^{-1} + 2\Delta x \Delta y S_{xy}^{-1}} \quad (4.2)$$

Les poids à chaque itération k sont calculés de la façon suivante :

$$w_i^k = \begin{cases} \left(1 - \left(\frac{e_i^k}{c_T \times \sigma^{k-1}}\right)^2\right)^2 & \text{si } |e_i^k| \leq c_T \times \sigma^{k-1} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.3)$$

où c_T est la constante appelée “*Tukey*” [Agakichiev 97].

Le paramètre σ est obtenu à partir des poids et des résidus de l'itération précédente $k-1$:

$$\sigma^{k-1} = \sqrt{\frac{\sum w_i^{k-1} \times (e_i^{k-1})^2}{\sum w_i^{k-1}}} \quad (4.4)$$

L'optimisation de la résolution en z du vertex conduit à une valeur de $c_T \sim 3.0$ [Agakichiev 97]. L'itération s'arrête lorsque la différence entre deux vertex consécutifs est inférieure à une certaine valeur ($100 \mu\text{m}$ en $p - A$) [Wöhri 04]. Les traces ayant des résidus trop grands ne sont pas attribuées au vertex identifié. Tant que le nombre de traces retenues est supérieur à un, la recherche d'un nouveau vertex recommence. Après l'identification des différents vertex, l'ultime étape consiste à attacher également, quand c'est possible, les traces non retenues initialement pour la recherche du vertex à celui des vertex trouvés. La distribution de la coordonnée longitudinale des vertex d'interaction reconstruits par le télescope à vertex est indiquée dans la figure 4.1. On constate que toutes les cibles d'Indium sont parfaitement identifiées.

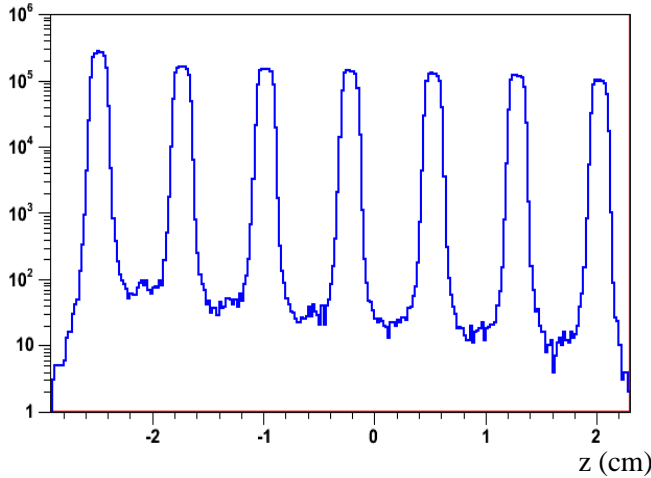


Figure 4.1 : Distribution de la coordonnée longitudinale des vertex d'interaction reconstruits par le télescope de vertex en collisions $In - In$.

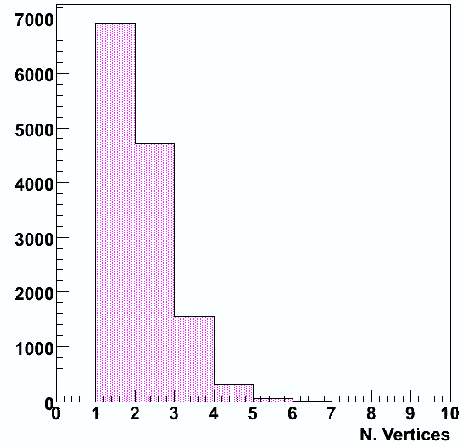


Figure 4.2 : Distribution du nombre de vertex reconstruits par événement dimuon.

La distribution du nombre de vertex reconstruits par événement dimuon est tracée sur la figure 4.2. On constate que $\sim 50 \%$ des dimuons ont 1 vertex, 35% en ont deux et $\sim 15 \%$ trois.

La figure 4.3 montre la dispersion entre la position transverse du vertex ajusté et les prédictions du BS (“*BeamScope*”), avec une résolution $\sigma_{BS} = 20 \mu\text{m}$, en fonction du nombre de traces associées au vertex.

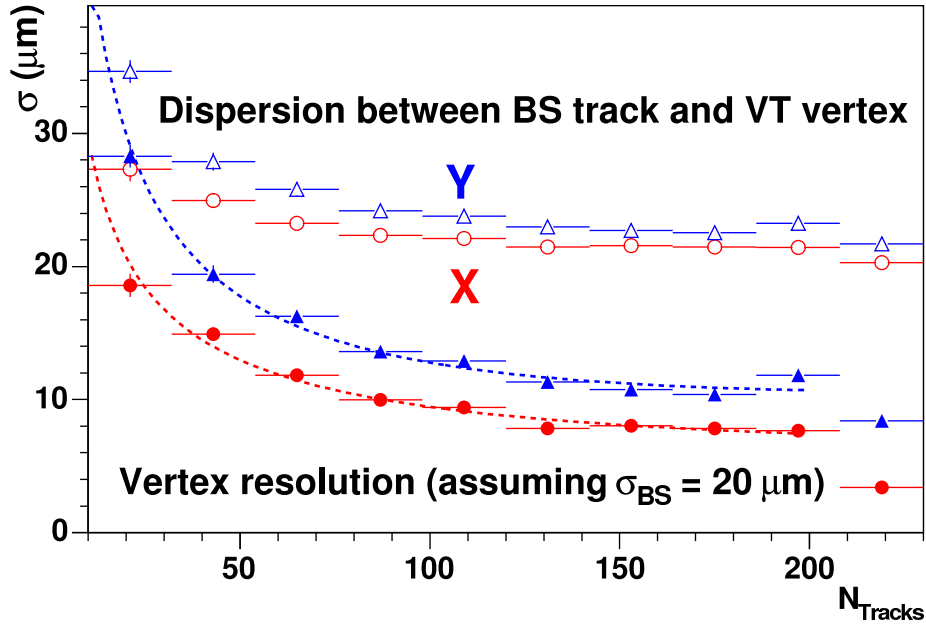


Figure 4.3 : Résolution des coordonnées transverse du vertex d’interaction en fonction de la multiplicité des traces émises dans l’interaction [Shahoyan 05 EPJ].

La résolution du vertex correspondant est également indiquée sur la figure 4.3. Cette dernière est inférieure à $10 \mu\text{m}$ suivant x (plan déviant) et à $15 \mu\text{m}$ suivant y pour un grand domaine en multiplicité.

On définit la qualité d’un vertex Q_{vtx} à partir du carré de la distance moyenne pondéré (χ^2), dans le plan transverse passant par le vertex, des N traces attachées au vertex par rapport à sa position. On l’écrit de la façon suivante :

$$Q_{vtx} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \chi_i^2 \quad (4.5)$$

Plus cette quantité est importante et moins la qualité du vertex est bonne. Pour être validé, un vertex doit avoir une valeur $Q_{vtx} < 15$. Ce critère permet à lui seul de valider le premier vertex qui est généralement le meilleur vertex. Pour les autres vertex, d’autres critères sont nécessaires.

4.3 Le bruit de fond combinatoire

Le bruit de fond combinatoire CB (“*Combinatorial Background*”) provient des désintégrations non corrélées de π et de K et constitue, notamment à basse masse, une fraction très importante du spectre des dimuons de signes opposés (OS). Les dimuons de même signe (LS) sont également enregistrés par l’appareillage. Il existe deux méthodes principales pour évaluer le bruit de fond : soit à partir des dimuons de même signe soit en mélangeant les muons provenant d’événements différents.

4.3.1 Évaluation à partir des dimuons de même signe

Dans cette méthode, l'évaluation du bruit de fond est faite à partir du spectre des dimuons de même signe. On suppose que l'émission des muons suit une loi de Poisson, ce qui est d'autant plus vrai que la multiplicité est grande. Il est de plus nécessaire que l'acceptance du détecteur soit la même quelque soit le signe des muons. Ceci est réalisé dans NA50 grâce à une coupure appelée coupure image. Elle consiste à évincer de l'analyse les dimuons dont au moins un muon n'aurait pas été accepté s'il avait été de signe opposé. Dans ces conditions, le nombre d'événements de bruit de fond N^{+-} est donné par la relation suivante [Shahoyan 01] :

$$N^{+-} = 2\sqrt{N^{++}N^{--}} \quad (4.6)$$

où N^{++} (N^{--}) est le nombre de dimuons LS mesurés en $\mu^+\mu^+$ ($\mu^-\mu^-$).

La coupure image n'est pas utilisée dans NA60 pour des raisons de statistique. Ce type de calcul du bruit de fond peut cependant être utilisé dans la région du J/ψ où sa contribution est faible.

Si on considère les différentes polarités d'ACM et de PT7, la contribution totale est obtenue en combinant les différents champs magnétiques (dont les signes sont indiqués entre parenthèses) :

$$N^{+-} = 2\sqrt{N_{(++)}^{++}N_{(++)}^{--}} + 2\sqrt{N_{(--)}^{++}N_{(--)}^{--}} + 2\sqrt{N_{(-+)}^{++}N_{(-+)}^{--}} + 2\sqrt{N_{(+-)}^{++}N_{(+-)}^{--}} \quad (4.7)$$

La figure 4.4 montre la distribution en masse invariante du bruit de fond pour les dimuons de type PC (à gauche) et VT (à droite) calculée selon cette méthode.

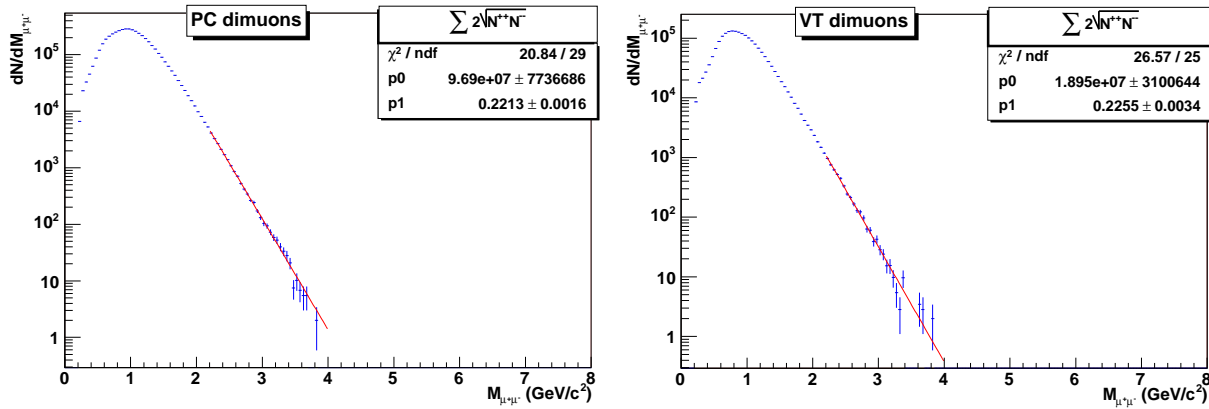


Figure 4.4 : Distributions en masse invariante du bruit de fond des dimuons PC (à gauche) et VT (à droite) avec ACM = 4000 A [Pillot 05].

Ces distributions peuvent être ajustées, au-delà de $2,2 \text{ GeV}/c^2$, par la fonction suivante :

$$\frac{dN_{BKG}}{dM} = a_0 e^{-\frac{M}{M_0}} \quad (4.8)$$

4.3.2 Évaluation à partir du mélange d'événements

Cette technique consiste à combiner les muons issus de paires de même signe et à les mélanger avec d'autres muons, de même signe et de signes opposés, et satisfaisant aux conditions de déclenchement. La normalisation des spectres de bruit de fond obtenus ne peut se faire en utilisant la relation $2\sqrt{N^{++}N^{--}}$ si l'on veut profiter de toute la statistique disponible. Il est nécessaire de déterminer les probabilités d'obtenir des muons dans chaque sextant et de tenir compte ensuite de la propriété du déclenchement qui exclut la possibilité d'avoir deux muons dans le même sextant. La procédure est détaillée dans la référence [David 06].

La figure 4.5 présente les distributions en masse des dimuons de signes opposés et de même signe pour les dimuons de type VT. La figure 4.6 montre les spectres d'événements de bruit de fond calculés à partir du mélange d'événements. Ces événements incluent une contribution due aux associations de traces correctes (bleue) et fausses (jaune) (voir ci-dessous). Enfin, la figure 4.7 représente le signal après soustraction du bruit de fond. Ce dernier inclut les dimuons correctement associés (rouge) et ceux qui ne le sont pas (vert). La procédure pour retirer ce type d'événement est expliquée dans le paragraphe suivant.

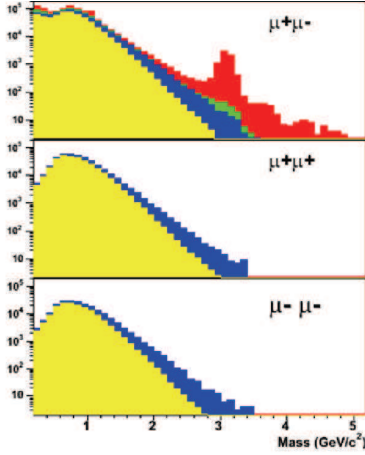


Figure 4.5 : Données mesurées, les différentes contributions du signal et du BDF ont été séparées.

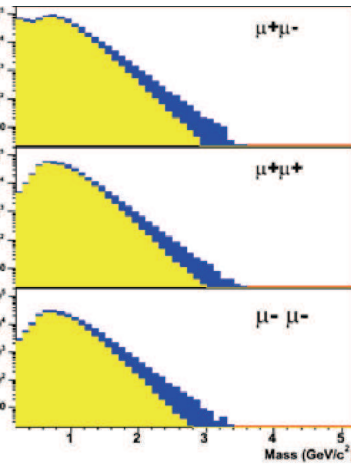


Figure 4.6 : BDF combinatoire obtenu par mélange de muons simples d'événements dimuons de même signe, incluant les mises en concordance correctes (bleu) et incorrectes (jaune).

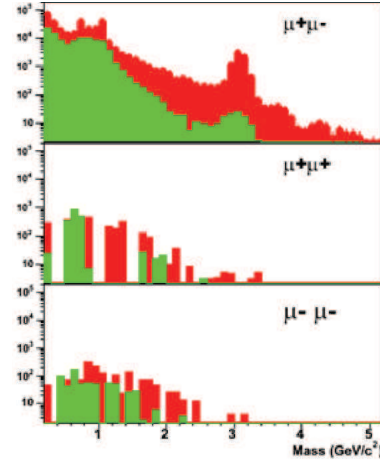


Figure 4.7 : Après la soustraction du CB, il reste le signal dimuons correctement (rouge) et incorrectement (vert) mis en concordance.

La qualité de la procédure de soustraction du bruit de fond par mélange d'événements peut être contrôlée en comparant les spectres de dimuons de même signe obtenus avec les données correspondantes. On constate dans la figure 4.8 un excellent accord entre ces deux distributions, de l'ordre de 1 %.

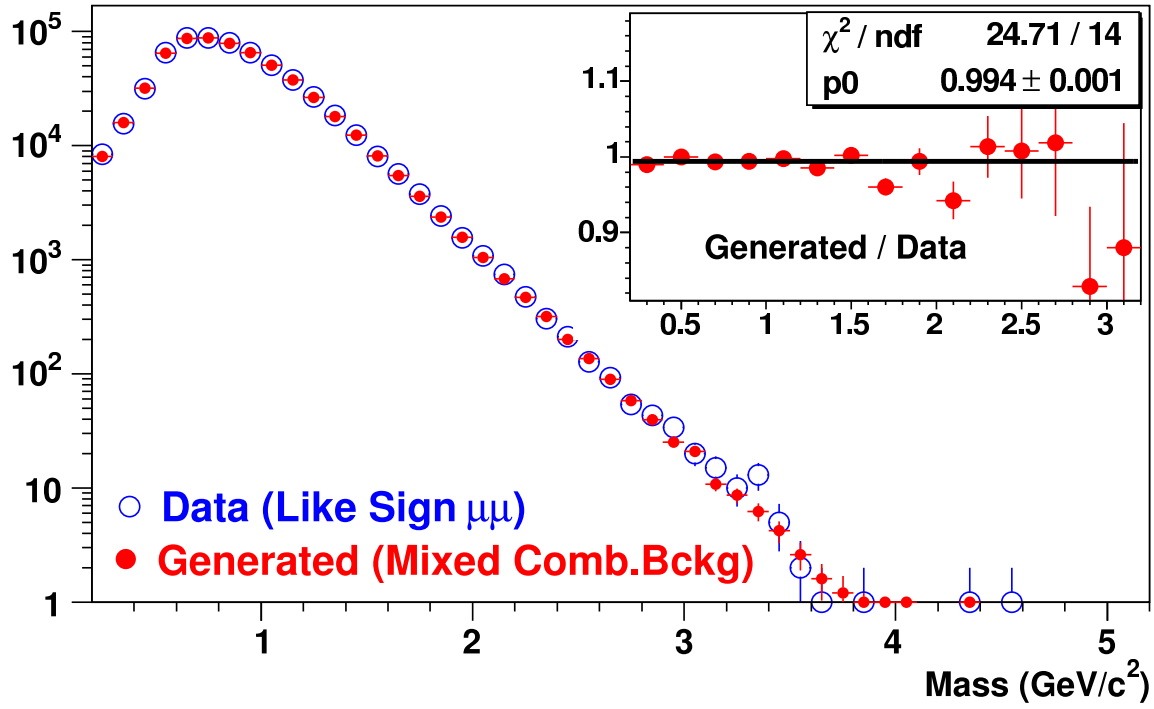


Figure 4.8 : Spectres du bruit de fond combinatoire des dimuons de même signe mesurés et obtenus par mélange d'événements.

4.4 Mise en concordance des traces entre télescope à vertex et spectromètre à muons

4.4.1 Procédure

La mise en concordance des traces des muons reconstruites dans le spectromètre avec celles reconstruites dans le télescope est une caractéristique essentielle de NA60. La technique est décrite en détail dans la référence [Heuser 05]. Cette association des traces permet d'améliorer la résolution en masse des mésons vecteurs ω , ϕ de ~ 80 à ~ 20 MeV, de réduire de façon significative le bruit de fond combinatoire provenant des décroissances des π et des K et de mesurer l'“offset” des dimuons, c'est-à-dire la distance entre le point d'impact de la collision et le point d'émission du muon [Shahoyan 05 EPJ].

La mise en concordance est réalisée en calculant le carré de la distance pondérée (χ^2) entre les traces du spectromètre à muons PC et celles du VT dans l'espace des angles et de l'inverse de l'impulsion, en prenant en compte la matrice d'erreurs des ajustements cinématiques.

$$\chi^2 = \frac{(k_x^{\text{VT}} - k_x^{\text{PC}})^2}{\sigma_{k_x^{\text{VT}}}^2 + \sigma_{k_x^{\text{PC}}}^2} + \frac{(k_y^{\text{VT}} - k_y^{\text{PC}})^2}{\sigma_{k_y^{\text{VT}}}^2 + \sigma_{k_y^{\text{PC}}}^2} + \frac{(c^{\text{VT}} - c^{\text{PC}})^2}{\sigma_{c^{\text{VT}}}^2 + \sigma_{c^{\text{PC}}}^2} \quad (4.9)$$

où $k_{x,y}$ sont les pentes dans les directions x et y , c est la courbure, c'est-à-dire l'inverse de l'impulsion de la trace et $\sigma_{k_{x,y},c}$ sont les erreurs correspondantes.

Seules les traces du télescope à vertex ayant une charge identique et des caractéristiques voisines du muon sont analysées. Il peut y avoir plusieurs candidats VT lors de l'association. Seules les traces ayant un χ^2 inférieur à un certain seuil sont retenues et un ajustement global à l'aide d'un filtre de Kalman utilisant les informations données par le spectromètre à muons et le télescope à vertex est fait. Chacune des traces retenues est combinée avec les traces associées à l'autre muon de la paire pour former le lot de dimuons retenus. Cette technique de mise en concordance génère bien sur des fausses associations (*"Fake Matched"*) à l'origine d'un bruit de fond dont nous parlerons plus loin. Au maximum, dans les collisions les plus centrales, 3 traces VT peuvent être associées à un muon PC. La figure 4.9 de gauche montre les distributions de χ^2/NDF pour les bonnes et les mauvaises associations de traces. La distribution pour les mauvaises associations

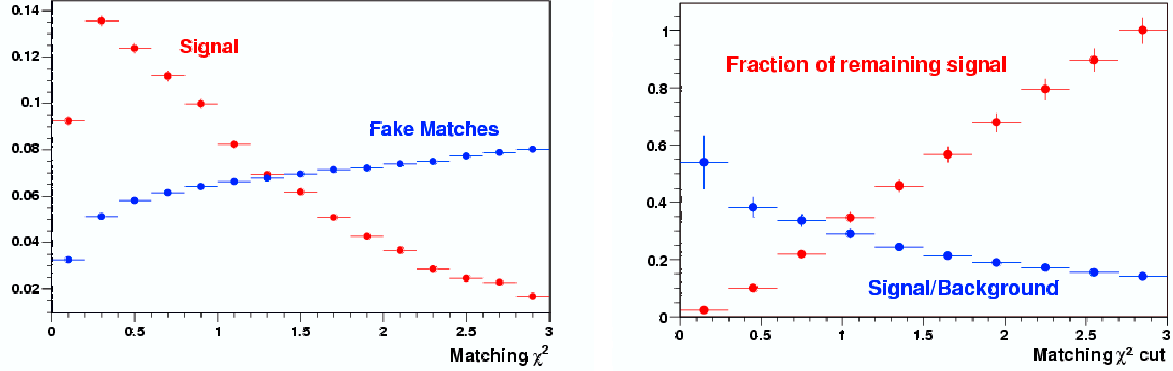


Figure 4.9 : A gauche : distributions du χ^2/NDF pour les mises en concordances des bonnes et des mauvaises associations entre le muon et la trace issue de la région du vertex. A droite : rapport du signal dimuon sur le bruit de fond et fraction du signal restant en fonction de la coupure appliquée sur le χ^2 . [Shahoyan 05 EPJ].

est obtenue en corrélant les traces de muons du spectromètre d'un événement avec celles du VT d'un autre événement. La figure 4.9 de droite indique la variation du rapport signal sur bruit de fond ainsi que la fraction du signal avec la valeur de la coupure en χ^2 choisie.

4.4.2 Bruit de fond lié aux fausses associations

Pour retirer du spectre signal obtenu par soustraction du fond combinatoire (figure 4.7) le bruit de fond lié aux fausses associations de traces, on construit un spectre de traces incorrectement associées en mélangeant les traces des dimuons PC d'un événement avec celles du VT d'un autre événement. Le spectre ainsi obtenu est montré sur la figure 4.10 et contient à la fois des contributions du signal et du bruit de fond combinatoire. Par conséquent, la partie du spectre lié aux fausses associations contient elle aussi une fraction liée au signal (vert) et une autre liée au bruit de fond combinatoire FCB (*"Fake Combinatorial dimuons"*) (jaune). Pour obtenir la contribution des fausses associations liées au signal, il faut évaluer le terme FCB. On utilise pour cela la technique du mélange d'événements appliquée aux spectres 4.10. On obtient ainsi les spectres 4.11 qui permettent d'obtenir par soustraction le spectre signal lié aux fausses associations en 4.12. Finalement, en tenant compte des diverses contributions, le spectre signal obtenu est montré sur la figure 4.13. Les détails techniques de cette procédure sont expliqués dans la référence [David 06].

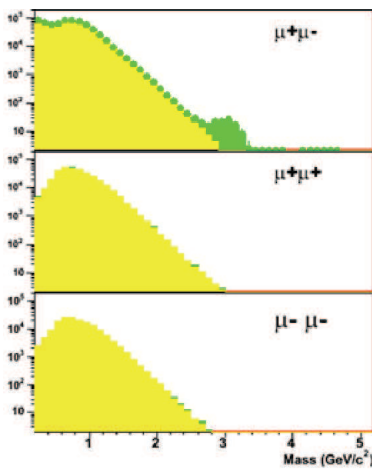


Figure 4.10 : Spectre des fausses associations de traces obtenu par mélange de traces du VT et du spectromètre d'événements différents. Il contient les contributions du signal (vert) et du bruit de fond combinatoire (jaune).

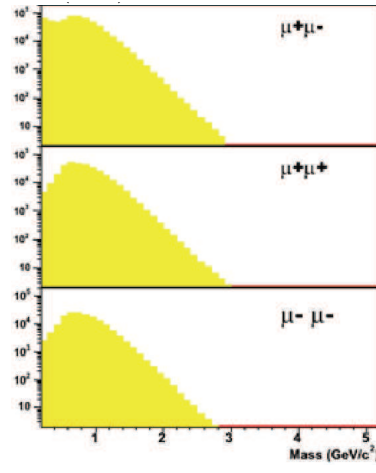


Figure 4.11 : Spectre de dimuons obtenu à partir du mélange d'événements du spectre 4.10.

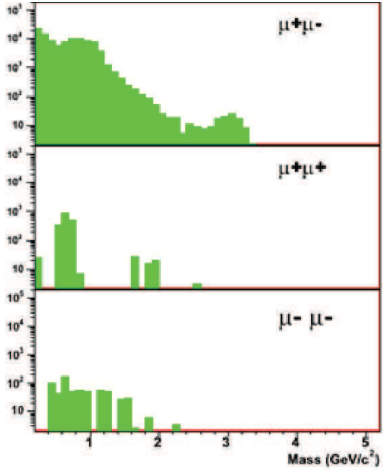


Figure 4.12 : Spectre du signal dû aux fausses associations de traces obtenu à partir des spectres 4.10 et 4.11.

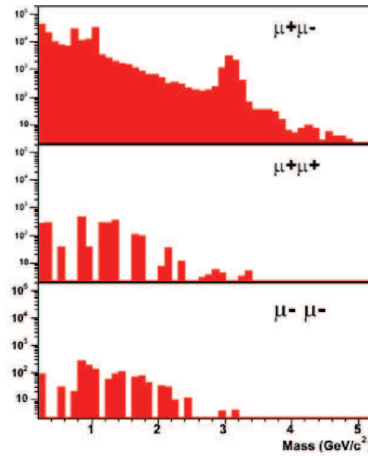


Figure 4.13 : Spectre du signal résultant après soustraction du signal lié aux fausses associations.

Recherche de traces : une Analyse en Composantes Principales

Sommaire

5.1	Introduction	104
5.2	Analyse en composantes principales	104
5.2.1	Principe	104
5.2.2	Pourcentage cumulé de la variance totale	106
5.2.3	Critère de sélection des traces	106
5.3	Simulation de l'expérience $I_n - I_n$	106
5.3.1	Paramètres de la simulation	107
5.4	Exemples d'ACP	109
5.4.1	ACP sur deux stations	109
5.4.2	ACP sur onze stations	115
5.5	Application de l'ACP à la reconstruction des traces	116
5.5.1	Algorithme	116
5.5.2	Contraintes additionnelles sur la méthode	117
5.5.3	Traitement sur les traces effectué après l'ACP	120
5.6	Comparaison avec la méthode standard de reconstruction	123
5.6.1	Présentation de la méthode standard	123
5.6.2	Résultats de la comparaison	126
5.7	Temps de reconstruction	131
5.8	Application aux données $I_n - I_n$	131
5.9	Conclusion	135

5.1 Introduction

Dans divers champs de recherche, le traitement d'une grande quantité de données nécessite l'utilisation de techniques puissantes capables de les réduire pour n'en retenir que les informations les plus importantes. Habituellement, les quantités mesurées par les expérimentateurs ne sont pas nécessairement les plus pertinentes pour la classification et l'analyse des données. Cette situation se présente lorsque l'on recherche les trajectoires d'un ensemble de traces à partir des coordonnées de celles-ci dans une série de plans de mesure. Comment donc sélectionner un ensemble optimal de variables nécessaires pour le processus de reconstruction en réduisant la dimension du problème, et en permettant une procédure de classification plus simple ? Les méthodes factorielles, famille de méthodes descriptives prenant en compte simultanément toutes les données, permettent de répondre à ce type de problème et sont sans doute parmi les méthodes les plus utilisées pour le traitement des données. L'analyse en composantes principales (ACP) que nous utiliserons pour la reconstruction des trajectoires appartient à cette famille de méthodes.

Après avoir décrit les principes de cette méthode, nous présenterons son application à la reconstruction des traces dans le télescope à vertex de l'expérience $In - In$.

5.2 Analyse en composantes principales

L'Analyse en Composantes Principales a été développée en 1901 par K.Pearson [Pearson 01] qui a traité le cas de deux variables, puis par H. Hotelling (1933) [Hotelling 33] qui l'a étendue à un nombre quelconque de variables. Elle peut être considérée sous plusieurs aspects :

- Elle peut être présentée comme la recherche d'un ensemble réduit de variables non-corrélées, combinaisons linéaires des variables initiales résumant avec précision les données.
- Les données initiales peuvent être représentées par un nuage de points dans un espace géométrique. L'objectif est alors de trouver des sous-espaces (droite, plan, ...) représentant au mieux le nuage initial par un choix convenable de la base et avec un nombre de variables indépendantes inférieur à celui des données de départ.

Cette méthode peut être utilisée, comme nous allons le voir, pour extraire les trajectoires des particules à partir de leurs impacts sur un ensemble de plans de mesure.

5.2.1 Principe

On considère un détecteur ayant M plans de détection (tous parallèles entre eux) placés à différentes positions z et traversés par une collection de N traces. Chacune d'entre elles est caractérisée par un vecteur à M composantes représentant les coordonnées (h_i) des impacts de la trace sur chacun des plans i dans un espace à M dimensions :

$$h = (h_1, h_2, \dots, h_M)$$

A partir de cet ensemble de traces, on peut construire la matrice de covariance \mathbf{A} de dimension $M \times M$ dont les éléments A_{ij} sont définis par :

$$A_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N [(h_{i\alpha} - H_i)(h_{j\alpha} - H_j)]$$

- $h_{i\alpha}$ et $h_{j\alpha}$ sont les coordonnées dans les plans i et j de la trace numéro α ;
- H_i et H_j sont respectivement les valeurs moyennes des coordonnées h des N traces dans les plans i et j .

$$H_i = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N h_{i\alpha}$$

Les différents vecteurs propres et valeurs propres de la matrice de covariance sont obtenus par diagonalisation. Comme la matrice \mathbf{A} est définie réelle, positive et symétrique, ses valeurs propres sont positives. Elles sont ordonnées de la plus grande λ_1 à la plus petite λ_M . Les vecteurs propres (composantes principales) définissent une nouvelle base orthogonale. De plus, pour chaque valeur propre λ_j , on peut associer un nouveau jeu de variables au jeu des M coordonnées h_i observées :

$$\xi_j = \sum_{i=1}^M \omega_{ij} (h_i - H_i)$$

Le coefficient ω_{ij} est la $i^{\text{ième}}$ composante du vecteur propre correspondant à la $j^{\text{ième}}$ plus grande valeur propre de la matrice \mathbf{A} . On peut montrer [Wind 81] que la variance de la $j^{\text{ième}}$ composante de la nouvelle coordonnée est égale à la $j^{\text{ième}}$ valeur propre correspondante :

$$\sigma_j^2 = Var(\xi_j) = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N \left[\sum_{i=1}^M \omega_{ij} (h_{i\alpha} - H_i) \right]^2 = \lambda_j$$

La variance totale, définie comme étant la trace de la matrice de covariance \mathbf{A} , peut être calculée de la façon suivante :

$$tr(\mathbf{A}) = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + .. + \sigma_M^2 = \sum_{j=1}^M Var(h_j) = \lambda_1 + \lambda_2 + .. + \lambda_M = \sum_{j=1}^M Var(\xi_j)$$

L'analyse en composantes principales est préparée avec un ensemble de données d'entraînement représentant des traces véritables afin de calculer les matrices correspondant à la moyenne \mathbf{H} et à la covariance \mathbf{A} . La méthode est donc entraînée à reconnaître les caractéristiques des traces véritables. De cette façon, elle sera apte, à partir de critères de classification à définir, à séparer vraies et fausses traces.

L'expérience enregistre les couples $h_i=(x_i, y_i)$ de coordonnées dans les différents plans du détecteur traversés par une particule. Pour savoir si une combinaison de coordonnées $(h_1, h_2, ..., h_M)$ constitue une bonne trace, on peut définir comme critère de décision la distance généralisée d :

$$d = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$$

On requiert pour la trace candidate que d soit inférieure à une valeur maximale d_{max} obtenue à partir de la distribution des traces vraies. Cette distance maximale d_{max} permet de séparer les bonnes traces des mauvaises. En effet, à partir des discussions précédentes on sait que :

$$\frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N (\xi_j^2) = \lambda_j \quad \text{et} \quad \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N (\xi_j) = 0$$

Par conséquent, si ξ_j a une distribution Gaussienne, alors $\xi_j/\sqrt{\lambda_j}$ suivra une distribution normale avec une unité de déviation standard. En d'autres termes, si on choisit $\xi_j/\sqrt{\lambda_j} < 3$, soit $d_{max} < 9$, c'est à dire à trois déviations standards de la valeur moyenne, 99,73% des traces véritables peuvent être gardées.

5.2.2 Pourcentage cumulé de la variance totale

Chaque composante principale est représentative d'une portion de variance des mesures effectuées. Les valeurs propres de la matrice de corrélation sont les mesures de cette variance et peuvent donc être utilisées dans la sélection du nombre L de composantes principales que l'on estime nécessaires pour classer les trajectoires. Pour déterminer L , il faut choisir le pourcentage de la variance totale que l'on veut conserver. En prenant l'ordre des variances décroissantes, le pourcentage de variance expliqué par les L premières composantes est donné par :

$$PCV(L) = 100 \left(\frac{\sum_{j=1}^L \lambda_j}{\sum_{j=1}^M \lambda_j} \right) \%$$

5.2.3 Critère de sélection des traces

En règle générale, un certain nombre de composantes L , associées aux valeurs propres les plus grandes, ont un contenu en information important car elles correspondent à des valeurs élevées de la variance ; ce n'est pas le cas des $M - L$ composantes restantes qui ont, elles, des valeurs propres associées petites [Brun 80]. La détermination du sous-ensemble des vecteurs propres les plus significatifs a plusieurs conséquences importantes :

- La dimension L est souvent beaucoup plus petite que M , rendant ainsi la manipulation des traces (i.e. vecteurs) plus simple.
- Les $M - L$ composantes les moins significatives ξ peuvent servir de contrainte pour décider si un vecteur donné h représente une trajectoire ou non. Dans ce but, on pourra ainsi utiliser comme critère de sélection pour chaque trace candidate la quantité suivante :

$$d_{PCV} = \sum_{j=L+1}^M \frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$$

Cette quantité sera comparée à une valeur seuil d_{PCV}^{max} , déterminée par simulation. On gardera seulement les traces qui ont une valeur d_{PCV} inférieure à la valeur maximale d_{PCV}^{max} .

- Même dans le cas où la réduction dimensionnelle n'est pas possible (i.e. $L=M$) les nouvelles coordonnées sont désormais classées par ordre d'importance. Ceci a, par exemple, pour conséquence dans le cas d'une approximation analytique de la trajectoire des traces par un polynôme multidimensionnel, de nécessiter moins de termes pour les composantes ξ que pour les composantes h [Brun 75].

Pour tenir compte d'éventuels plans manquants (pour des raisons de géométrie ou d'efficacité par exemple), les matrices de dimensions de $(M \times M)$ à (2×2) peuvent être construites puis diagonalisées. Les composantes $\frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$ associées aux faibles valeurs de λ_j correspondantes peuvent également être utilisées pour identifier les traces comportant de M à deux plans touchés.

5.3 Simulation de l'expérience $I_n - I_n$

Lors de l'expérience $I_n - I_n$ de 2003, le détecteur de vertex était constitué de 16 plans de pixels disposés dans un champ magnétique qui courbe les traces dans le plan $(x-z)$ (voir cha-

pitre 3).

Avant d'appliquer les critères de sélection des traces présentés en 5.2.3, il est nécessaire de construire et de déterminer les caractéristiques de la matrice de covariance par une simulation complète de la réponse du détecteur de vertex à des traces générées.

Afin de réduire le nombre de matrices à construire ainsi que leur taille, certains plans proches les uns des autres ont été regroupés. Au total, 11 stations sont établies comme indiqué dans le tableau 5.1.

Plan	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Station	1	2	3	4	5	6	7	8	8	8	9	9	10	10	11	11

Tableau 5.1 : Regroupement en onze stations des seize plans du détecteur de vertex de l'expérience $In - In$.

Les 11 stations regroupent 1, 2 ou 3 plans de pixels. Il est évident que lors de la reconstruction, la coordonnée longitudinale z d'un impact reste celle du plan auquel il appartient et non pas celle de la station.

Il est important de noter que l'étape ultime aurait été d'utiliser, à la place des traces simulées, des données de calibration à basse multiplicité.

5.3.1 Paramètres de la simulation

Le logiciel de simulation et d'analyse des données de la collaboration NA60 est NA60ROOT. Il est basé sur ROOT [Brun 94], un ensemble de classes en langage Orienté Objet C++ développé au CERN qui forme le "framework". Afin d'avoir une simulation Monte-Carlo réaliste du dispositif expérimental, deux générateurs d'événements, VENUS (4.12) et PYTHIA (6.1), sont utilisés :

- VENUS simule les collisions $In-In$ à 158 GeV/c/nucléon avec un paramètre d'impact tiré aléatoirement entre 0 et 15 fm.
- PYTHIA permet la simulation de la production de J/ψ dans les collisions nucléon–nucléon. Cette production provient pour l'essentiel d'interactions entre les gluons des nucléons. Nous avons utilisé GRV_HO pour la paramétrisation des fonctions de distribution des partons à l'intérieur des nucléons.

Ces deux fichiers sont ensuite fusionnés : chaque événement J/ψ obtenu par PYTHIA se rajoute au début de chaque événement VENUS en utilisant son vertex. La simulation a été faite pour un champ dans l'aimant ACM de +4000 A et dans le dipôle PT7 de +900 A. Cinq mille événements correspondant à $\sim 1,7$ millions de particules ont été générés.

Les distributions en impulsions transverses P_x et P_y du nombre de particules et en position du vertex V_x , V_y (transverse) et V_z (longitudinal, le long du faisceau) ont été représentées sur la figure 5.1.

Sur la courbe représentant la position longitudinale des points d'émissions des particules V_z , on distingue les différents plans de pixels à cause des réinteractions dans ceux-ci des particules issues de la collision.

Les particules générées sont propagées à travers le dispositif expérimental à l'aide du logiciel GEANT3. Lorsqu'elles passent à travers les zones sensibles des détecteurs, les coordonnées du point de passage sont digitalisées. L'étape suivante est le regroupement des amas (clusters) d'impacts digitalisés (i.e. qui se touchent) : c'est la clusterisation.

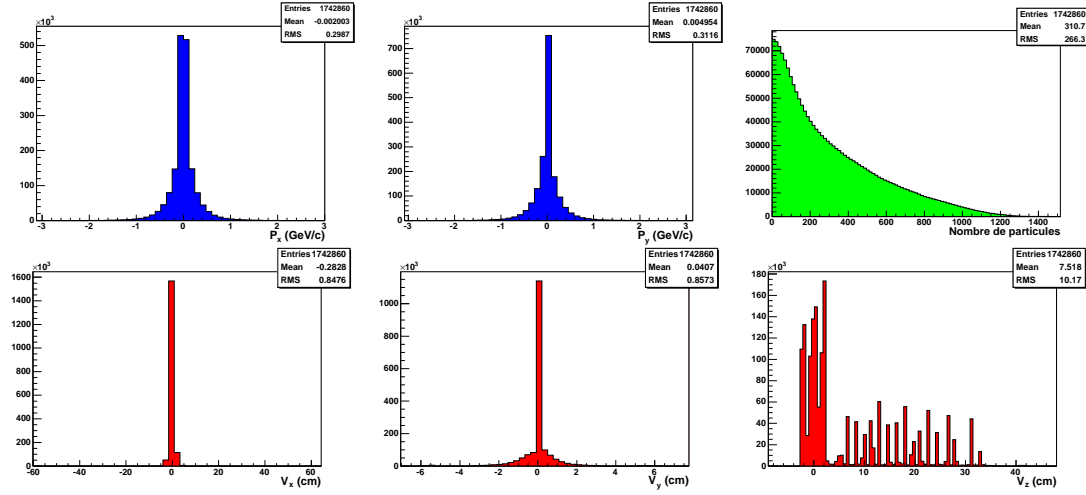


Figure 5.1 : Distributions des impulsions transverses P_x et P_y du nombre de particules et des positions du vertex V_x , V_y et V_z .

Les figures 5.2 permettent de se rendre compte du nombre moyen de clusters par plan et par événement ainsi que du nombre moyen de pixels par cluster.

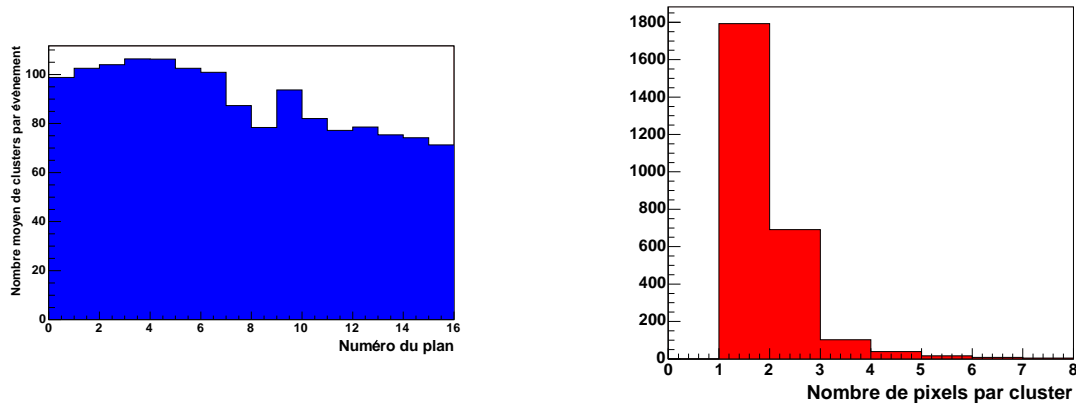


Figure 5.2 : Représentation de la répartition du nombre de clusters par plan à gauche et du nombre de pixels par cluster à droite.

Afin de s'affranchir du problème des stations manquantes, l'analyse en composantes principales a été réalisée pour toutes les combinaisons de 2 jusqu'à 11 stations. Ceci représente 2036 combinaisons ($\sum_{n=2}^{11} C_{11}^n$) comme on peut le voir dans le tableau 5.2 où est indiqué le nombre de combinaisons pour chaque ensemble de stations.

Nombre de stations	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Nombre de combinaisons	55	165	330	462	462	330	165	55	11	1

Tableau 5.2 : Nombre de combinaisons à traiter en fonction du nombre de stations.

Le calcul des différentes matrices de corrélation et leur diagonalisation sont effectués à l'aide de la classe *TPrincipal* de ROOT (v4.00.06). Les 2036 objets de cette classe sont créés en même temps lors de la génération. Afin de limiter le temps de calcul, on ne retient que les traces ayant au minimum 8 stations touchées. Augmenter cette valeur peut introduire un biais. En effet, en imposant par exemple toutes les stations touchées, on entraînerait le programme de reconstruction à ne retrouver préférentiellement que des traces passant par toutes les stations. Or, ces traces ne représentent qu'une faible partie de l'ensemble des traces. Au contraire, baisser cette valeur impliquerait une augmentation importante de la statistique pour avoir un nombre suffisant de traces avec onze stations touchées avec comme corollaire une augmentation significative du temps de calcul.

Dans la figure 5.3 sont représentées (pour les traces utilisées pour le calcul des matrices) les distributions de quelques variables : les projections de l'impulsion P_x , P_y , P_z , l'impulsion totale P , le type de la particule, son énergie, les projections du point d'interaction V_x , V_y , V_z , les angles d'émission polaire θ et azimuthal ϕ et la pseudo-rapacité η .

La simulation permet d'obtenir pour chaque combinaison de stations les différents paramètres indispensables à la reconstruction. Ces paramètres sont sauvegardés dans des fichiers de type ROOT ou *ascii* :

- Les objets *TPrincipal* sont sauvés (ROOT) afin de pouvoir récupérer les valeurs moyennes, les valeurs propres, les vecteurs propres...
- Les histogrammes qui ont permis de fixer les différentes coupures sont stockés (ROOT) afin de pouvoir vérifier la validité des coupures en cas de besoin.
- Les différentes coupures sont gardées (*ascii*) ainsi que le nombre de combinaisons à prendre en compte en fonction du pourcentage de variance que l'on désire garder.

Les résultats que nous présentons par la suite sont basés sur des matrices de corrélation faisant intervenir les coordonnées x et y simultanément, c'est-à-dire impliquant des éléments du type : $\sum_{i,j}^M (x_{i\alpha} - X_i)(x_{j\alpha} - X_j)$, $\sum_{i,j}^M (x_{i\alpha} - X_i)(y_{j\alpha} - Y_j)$ et $\sum_{i,j}^M (y_{i\alpha} - Y_i)(y_{j\alpha} - Y_j)$ avec pour la trace α le vecteur $h = (x_{1\alpha}, x_{2\alpha}, \dots, x_{M\alpha}, y_{1\alpha}, y_{2\alpha}, \dots, y_{M\alpha})$.

Pour M stations, les matrices ont donc une taille $2M \times 2M$. Une étude a été faite également avec des matrices de covariance séparées pour x et pour y . Comme on le verra par la suite, cette approximation est justifiée car les corrélations entre x et y sont très faibles.

5.4 Exemples d'ACP

Parmi les 2036 combinaisons de deux à onze stations, nous allons en étudier plus particulièrement deux, la première à deux stations et la dernière à onze.

5.4.1 ACP sur deux stations

Si l'on considère les stations 11 et 10, la matrice de covariance 4×4 est la suivante :

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0,2848 & 0,2216 & 0,00601 & 0,005143 \\ 0,2216 & 0,179 & 0,004959 & 0,004239 \\ 0,00601 & 0,004959 & 0,3148 & 0,2637 \\ 0,005143 & 0,004239 & 0,2637 & 0,2214 \end{pmatrix}$$

Après diagonalisation de cette matrice de covariance \mathbf{A} , on obtient les valeurs moyennes, les valeurs propres, les pourcentages de variance et les pourcentages de variance cumulés indiqués dans le tableau 5.3.

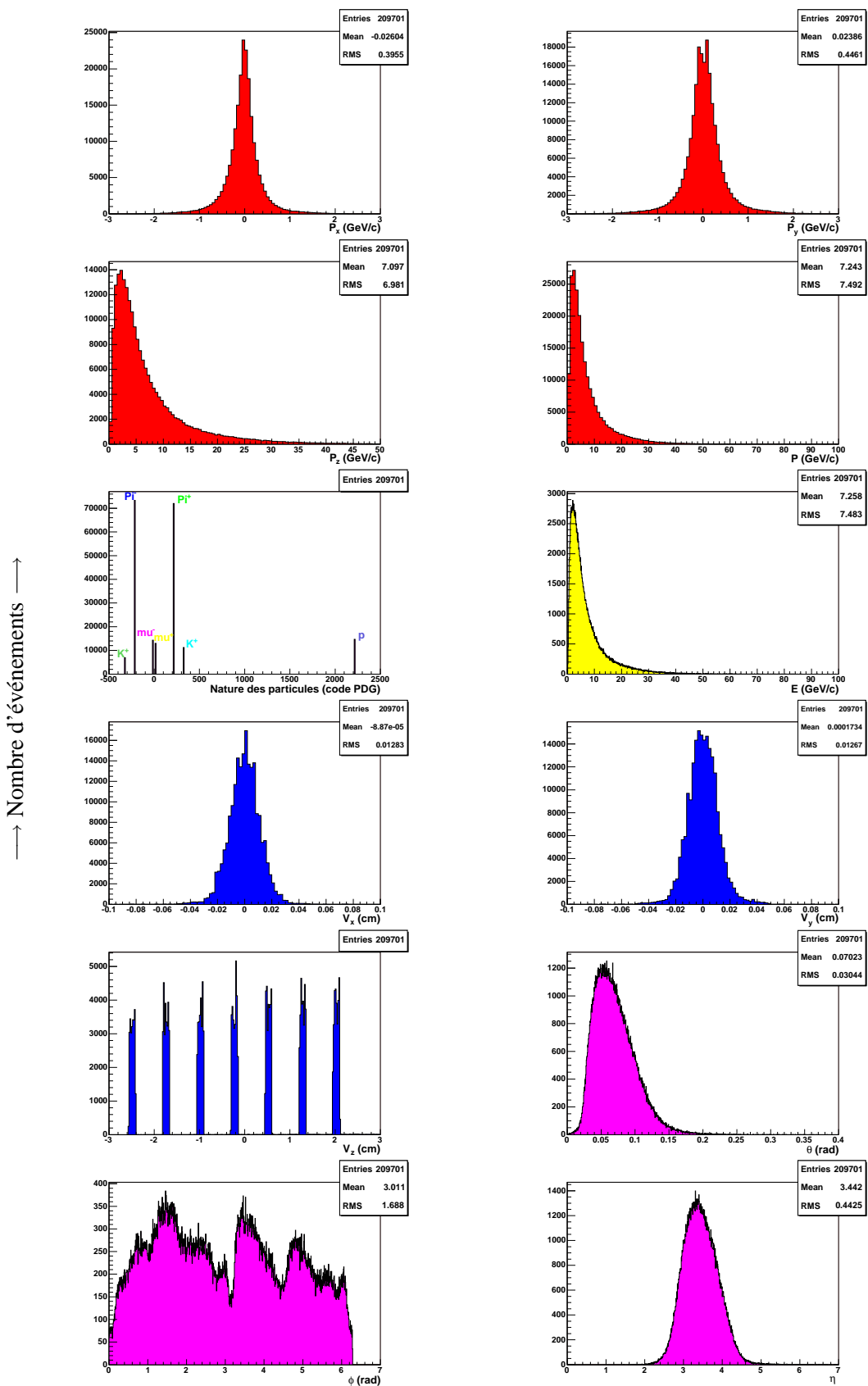


Figure 5.3 : Distributions de quelques variables (P_x , P_y , P_z , P , nature des particules (code PDG [PDG 04]), l'énergie E , V_x , V_y , V_z , θ , ϕ et η) des traces utilisées pour la construction des matrices.

Variables	Valeurs moyennes (cm)	Valeurs propres	% de variance	% de variance cumulé
1	-0,04173	0,5372	53,72	53,72
2	-0,02861	0,4583	45,83	99,55
3	0,04951	0,004097	0,4097	99,96
4	0,04179	0,000346	0.0346	100

Tableau 5.3 : Cas de deux stations : valeurs moyennes, valeurs propres, pourcentage de variance et pourcentage de variance cumulé.

La tableau 5.3 montre que la première composante principale (axe) explique 53,72 % de la variance totale. Collectivement, les deux premières composantes principales captent 99,55 % de la variance totale. Si l'on choisit un pourcentage cumulé de la variance totale PCV de 99 % alors le nombre d'axes L à prendre en compte dans l'analyse vaut deux. Les deux autres composantes seront utilisées pour la sélection des traces afin d'être comparées à la valeur seuil d_{99}^{max} . On peut également voir que les valeurs moyennes sont très proches de zéro.

Sur la figure 5.4 de gauche représentant le graphe des valeurs propres (relié au pourcentage de la variance totale qu'ils représentent), on peut constater une importante rupture d'environ deux ordres de grandeur entre la deuxième et la troisième valeur propre. On voit aussi graphiquement que l'on ne perd pas beaucoup d'informations en négligeant les composantes au-delà de deux.

La figure 5.4 de droite est l'histogramme de la somme des carrés des résidus entre les coordonnées initiales h_i et celles $h_{L,i'}$ calculées en considérant L composantes :

$$E_L = \sum_{i=1}^M (h_i - h_{L,i'})^2$$

où $h_{L,i'} = \sum_{j=1}^L \omega_{ij} \xi_j$, ξ_j est la $j^{\text{ème}}$ composante du vecteur principal correspondant à la donnée originale h_i . E_L représente donc le carré de la distance entre les coordonnées évaluées dans le sous-espace L et celles évaluées dans l'espace complet. On constate là encore une réduction importante de E_L lorsque le nombre de composantes considéré est égal à deux. E_L peut également traduire le volume d'informations perdues par la restriction au sous-espace de dimension $L < M$.

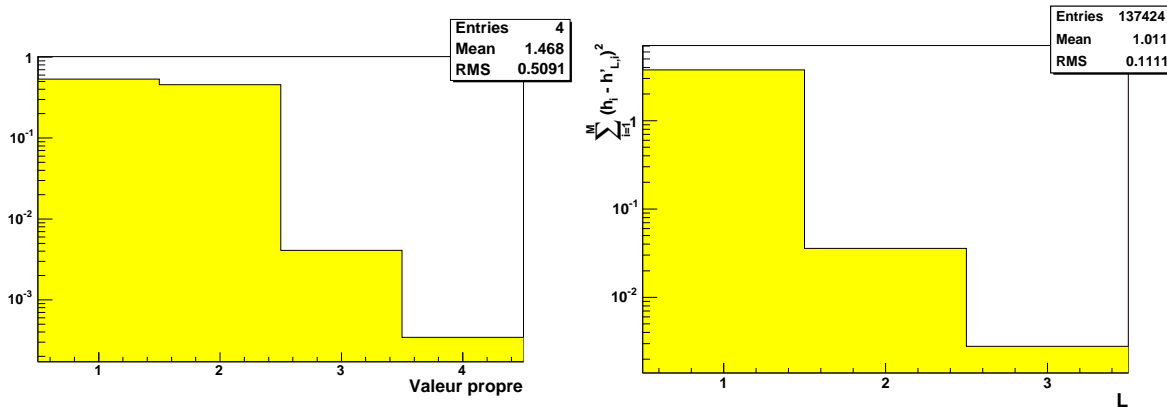


Figure 5.4 : À gauche : distribution des valeurs propres et à droite : histogramme de la somme des carrés des résidus en fonction du nombre de composantes considérées L .

Les vecteurs propres obtenus sont indiqués dans le tableau 5.4. Ils sont rangés par ordre décroissant de leur valeur propre associée.

Variables	1 (ξ_1)	2 (ξ_2)	3 (ξ_3)	4 (ξ_4)
1 (x_{11})	0,101734	-0,778177	-0,619748	-0,00183033
2 (x_{10})	0,0807909	-0,614462	0,784794	0,00269918
3 (y_{11})	0,759675	0,0996869	-0,00236448	0,642612
4 (y_{10})	0,637194	0,0833033	0,00226212	-0,766185

Tableau 5.4 : Vecteurs propres associés aux deux stations.

Les huit histogrammes de la figure 5.5 représentent :

- pour les quatre premiers : les données originales des impacts sur chacune des deux stations de mesures x_{11} , x_{10} , y_{11} et y_{10} ;
- pour les quatre derniers : les coordonnées transformées dans l'espace des vecteurs propres ξ_1 , ξ_2 , ξ_3 et ξ_4 .

On peut remarquer que pour les quatre premières distributions (coordonnées des impacts) les écarts types (RMS) sont du même ordre de grandeur, ce qui n'est pas le cas pour les quatre dernières. Les composantes les moins significatives présentent les écarts types les plus petits.

Les cercles de corrélation permettent de représenter géométriquement les variables dans le nouveau système de coordonnées défini par les composantes principales. Ces cercles ont été tracés sur la figure 5.6 pour quatre représentations différentes, à savoir les couples de variables 1-2, 3-4, 1-4 et 2-3. Dans notre exemple, seule la représentation des quatre variables initiales dans le plan formé par les axes 1 et 2 et appelé premier plan factoriel est utile compte tenu de l'importance de ces deux axes qui représentent 99,55 % de la variance totale. Ce type de graphique permet de visualiser les relations entre les variables elles-mêmes et les composantes principales qui les expliquent.

- Plan 1-2 : les variables 1 et 2 (resp. x_{11} et x_{10}) sont très fortement corrélées entre elles et au second axe tandis que les variables 3 et 4 (resp. y_{11} et y_{10}) également corrélées entre elles le sont au premier. Ces corrélations entre les variables s'expliquent par le fait que les valeurs de x comme celles de y sont fortement corrélées entre elles par la trace. Par contre, on distingue aisément qu'il n'y a pas (ou presque pas) de corrélation entre x et y dans la mesure ou ils sont associés à deux axes orthogonaux. On peut ainsi traiter indépendamment x et y comme cela a été fait dans les notes jointes en annexe.
- Plan 3-4 : les variables 1 et 2 (resp. 3 et 4) sont fortement anti-corrélées entre elles et corrélées au troisième (resp. quatrième) axe. Cette anti-corrélation des variables mise en évidence par cette représentation n'est pas significative car les axes associés représentent au plus 1 % de l'information.
- Plan 1-4 : on retrouve que les variables 3 et 4 sont fortement anti-corrélées par rapport au quatrième axe mais corrélées au premier axe. On ne peut rien dire concernant les variables 1 et 2.
- Plan 2-3 : on retrouve que les variables 1 et 2 sont fortement anti-corrélées par rapport au troisième axe mais corrélées par rapport au second axe. On ne peut rien dire quant aux variables 3 et 4.

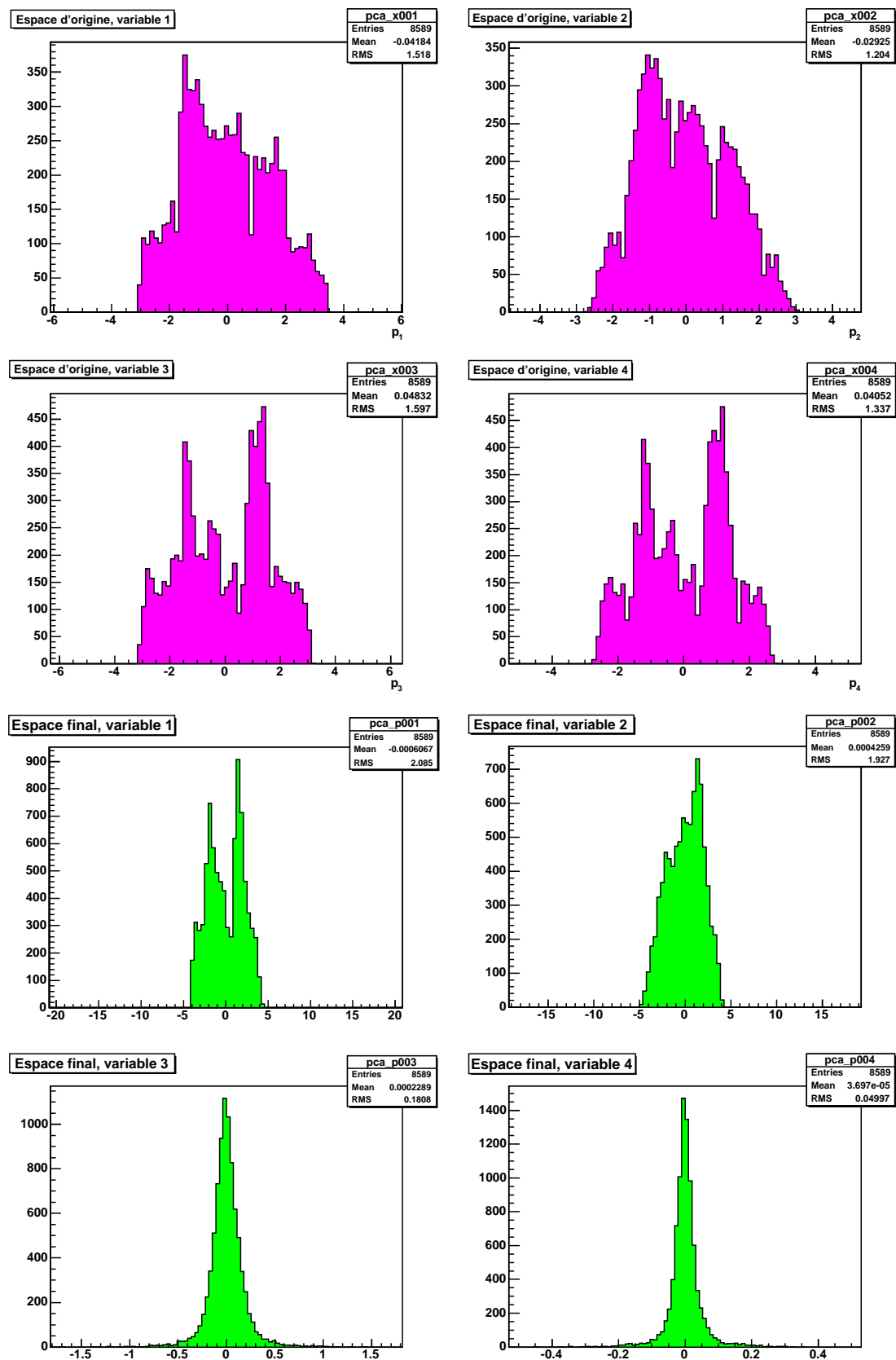


Figure 5.5 : Les quatre premiers histogrammes représentent les données originales (variable 1 : x_{11} , variable 2 : x_{10} , variable 3 : y_{11} , variable 4 : y_{10}) et les quatre autres sont les histogrammes des composantes principales correspondant aux données originales.

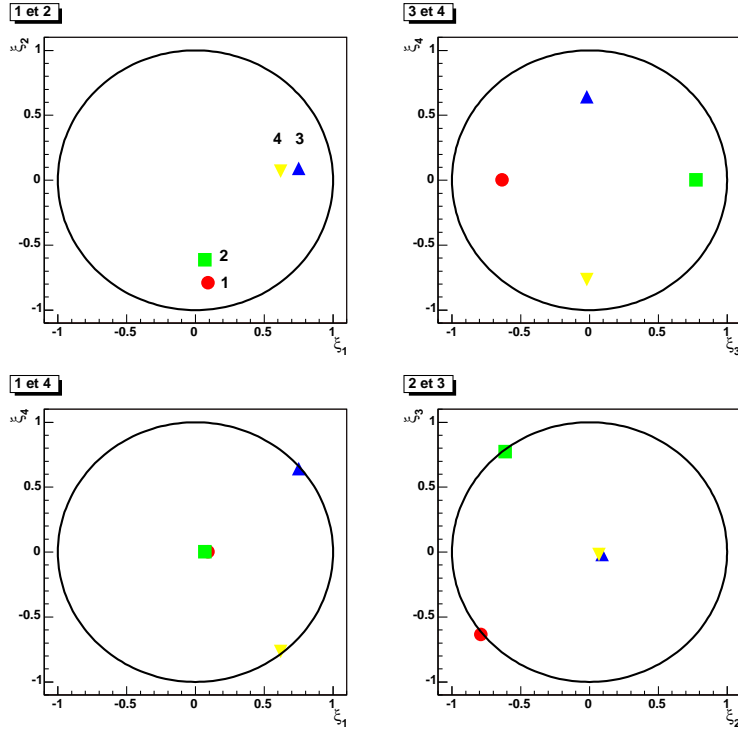


Figure 5.6 : Cercles de corrélation dans les plans formés par 1-2, 3-4, 1-4 et 2-3.

Le pouvoir de discrimination entre les bonnes et les mauvaises traces de l'ACP est illustré dans la figure 5.7. On a tracé dans cette figure la distribution $d_{99} = \sum_{j=3}^4 \frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$ pour les bonnes et les mauvaises traces. On voit que ces distributions sont très différentes pour ces deux types de traces permettant ainsi une bonne séparation entre vraies et fausses traces. Le seuil de discrimination $d_{99}^{max} \sim 21$ est également indiqué sur la figure. En-deçà de d_{99}^{max} , 97,5 % des vraies traces sont retenues et au-delà de 98 % des mauvaises traces sont rejetées.

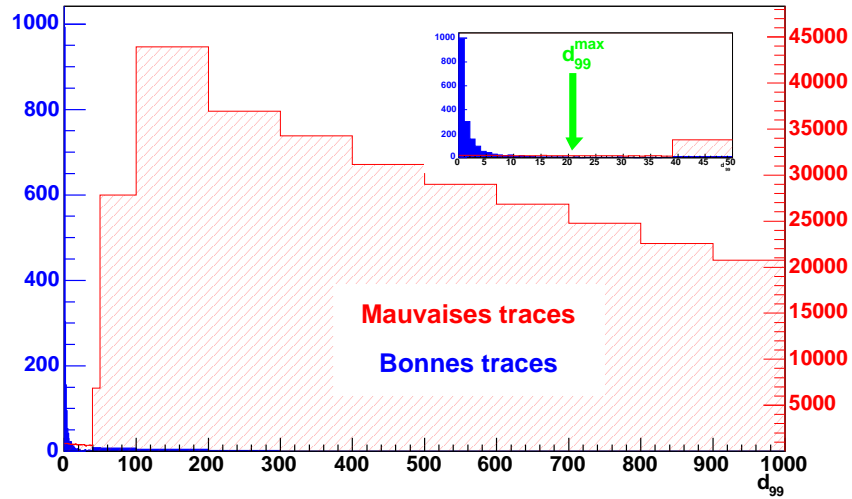


Figure 5.7 : Distribution de la distance d_{99} pour les bonnes et les mauvaises traces pour deux stations.

5.4.2 ACP sur onze stations

Les valeurs moyennes, les valeurs propres et les différentes variances correspondant au cas à onze stations sont indiquées dans le tableau 5.5.

Variables	Valeurs moyennes (cm)	Valeurs propres	% de variance	% de variance cumulé (PCV)
1	-0,3592	0,6356	63,56	63,56
2	-0,3217	0,3406	34,06	97,62
3	-0,2829	0,02213	2,213	99,83
4	-0,2439	0,0008362	0,08362	99,92
5	-0,208	0,0002302	0,02302	99,94
6	-0,191	0,0001897	0,01897	99,96
...
22	0,03392	1,05e-06	1,05e-06	100

Tableau 5.5 : Valeurs moyennes, valeurs propres, pourcentages de variance et de variance cumulée pour onze stations.

La distribution des valeurs propres et de la somme des carrés des résidus en fonction du nombre de composantes principales retenues est représentée sur la figure 5.8.

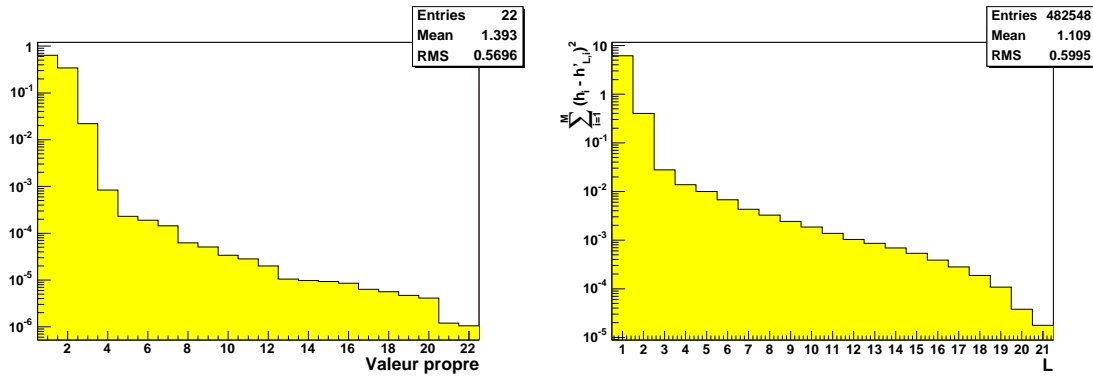
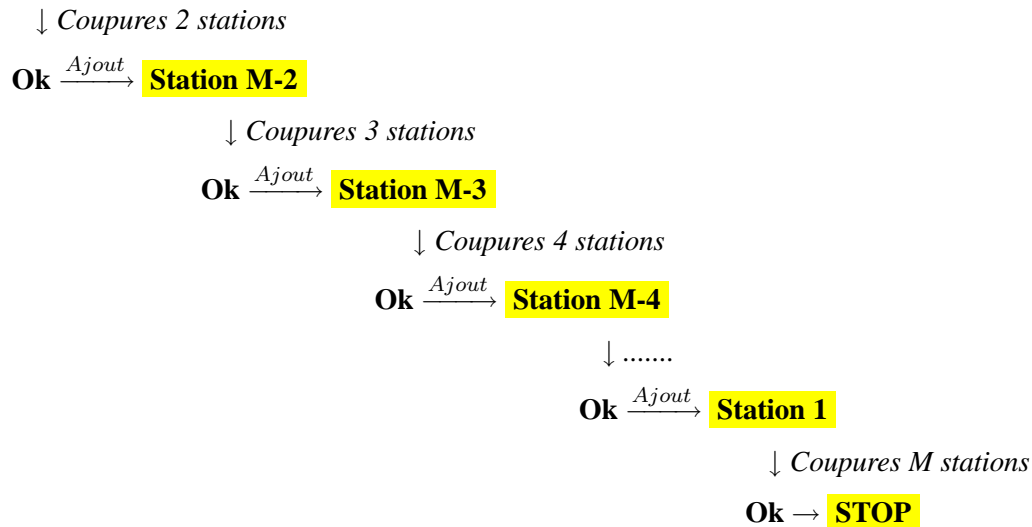


Figure 5.8 : Distribution des valeurs propres (à gauche) et de la somme des carrés des résidus (E_L) en fonction du nombre de composantes L (à droite) dans le cas de onze stations.

La chute brutale du pourcentage de variance après la troisième valeur propre signifie que l'ensemble des coordonnées des impacts de chacune des traces peut être décrit pour l'essentiel par un sous-espace à trois dimensions par rapport à l'espace original qui en contient vingt deux (onze pour x et onze pour y). Ce résultat n'est pas très surprenant puisque les traces de l'échantillon ne sont pas très courbées. Elles peuvent être approximées par une parabole dans la projection $x - z$ et une ligne droite dans le plan $y - z$, soit cinq paramètres. Si on suppose que les traces passent par l'origine, alors trois paramètres suffiront à les décrire et par conséquent ces objets seront entièrement contenus dans un sous-espace à trois dimensions.

Le sous-espace constitué des vecteurs propres correspondant aux valeurs propres les moins significatives peut maintenant être utilisé pour distinguer les impacts appartenant à une trajectoire et ceux qui n'y appartiennent pas. Sur la figure 5.9, nous avons tracé la distribution de la distance $d_{99} = \sum_{j=4}^{22} \frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$ pour les bonnes et les mauvaises traces.

Stations M et M-1**Figure 5.10** : Procédure utilisée pour la reconstruction.**5.5.2 Contraintes additionnelles sur la méthode**

Afin de réduire le temps de calcul, des contraintes ont été rajoutées à la méthode.

a. Sélection des clusters avant l'ACP

Tout d'abord, afin de limiter le nombre de clusters à prendre en compte, lorsque l'on cherche à étendre une trace à une autre station (pouvant être composée de plusieurs plans), on détermine une région utile, appelée une route, dans cette station, grâce aux paramètres de la trace. Ceci permet de ne retenir que les clusters qui sont dans cette "route". Toutefois, les paramètres des traces, déterminés par une méthode de minimisation de χ^2 , ne peuvent être obtenus que pour les traces ayant au moins 3 impacts. Pour les traces avec deux impacts on ne peut avoir de "route" que dans le plan non déviant ($y - z$).

b. Sélection des traces après chaque ACP

Lorsque la densité des impacts par station est très élevée, la sélection des traces à deux impacts par l'ACP ne suffit pas à réduire raisonnablement le nombre de traces.

- Afin de diminuer la population des traces ayant deux impacts, une extrapolation linéaire de la trace est réalisée jusqu'à l'origine ($z = 0$). On calcule ensuite la distance, dans le plan transverse de l'origine, entre l'extrapolation de la trace et l'origine et on ne garde que les traces dont la distance est inférieure à une distance donnée. Cette procédure, si elle est correcte dans le plan non déviant ($y - z$), ne l'est pas dans le plan déviant ($x - z$). Pour cette raison, la valeur de la distance dans le plan déviant (2 cm) sera plus grande que celle dans le plan non déviant (0,5 cm). Ces valeurs ont été déterminées par simulation. La figure 5.11 représente cette distance dans le plan déviant (à gauche) et dans le plan non déviant (à droite) uniquement pour les bonnes traces.

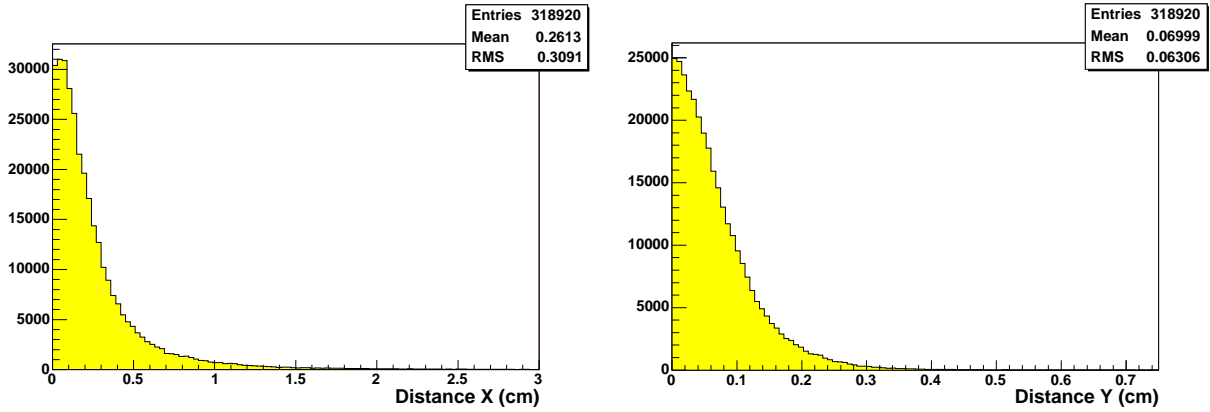


Figure 5.11 : Distances entre l'extrapolation de la trace et l'origine de l'interaction dans le plan déviant : distance X (à gauche) et dans le plan non déviant : distance Y (à droite) pour les bonnes traces.

- Lorsque les traces ont au moins trois clusters, la procédure précédente peut être améliorée grâce à une extrapolation linéaire dans le plan non déviant et une extrapolation quadratique dans le plan déviant. Les traces dont l'extrapolation dans le plan transverse situé à $z = 0$ se trouve à une distance supérieure à 0,3 cm ($\pm 1\sigma$) de l'origine seront éliminées. Cette valeur est également obtenue à partir de la simulation.
- Lorsque les traces ont au moins trois impacts, il est alors possible de calculer leurs χ^2 ou leurs probabilités de χ^2 . Les traces ayant une probabilité de $\chi^2 < 0,1$ sont rejetées.

L'effet de ces différentes sélections sur le rapport entre bonnes et mauvaises traces en fonction de la multiplicité est indiqué dans la figure 5.12 pour des traces ayant de deux à onze impacts.

La figure 5.13 représente le rapport entre le nombre de bonnes traces (c.a.d générées re-construisibles et qui ont été effectivement reconstruites) et le nombre de mauvaises traces (qui n'appartiennent pas au lot des traces générées re-construisibles) juste après la sélection ACP pour toutes les traces de taille variant de 2 à 11 impacts en fonction de la multiplicité des événements. On constate que ce rapport diminue avec la multiplicité des événements et augmente avec le nombre d'impacts des traces. Ceci est vrai sauf entre deux et trois stations car la sélection sur la probabilité de χ^2 n'intervient qu'à partir de trois impacts.

La figure 5.14 indique le pourcentage de bonnes traces qui n'ont pas été reconstruites (à gauche) et le pourcentage des mauvaises qui ont été supprimées (à droite) dans chacun des TClones en fonction de la multiplicité. La figure de gauche montre que seulement quelques pourcents de bonnes traces ont été perdus. Par contre, sur la figure de droite, on voit clairement que le pourcentage de mauvaises traces éliminées est pratiquement constant en fonction de la multiplicité et qu'il augmente avec la taille des traces. Le pouvoir de sélection est donc, comme on pouvait s'en douter, d'autant plus grand que le nombre de stations est important. On passe de 20% à 90 % de mauvaises traces supprimées en passant des traces à deux clusters aux traces à onze clusters.

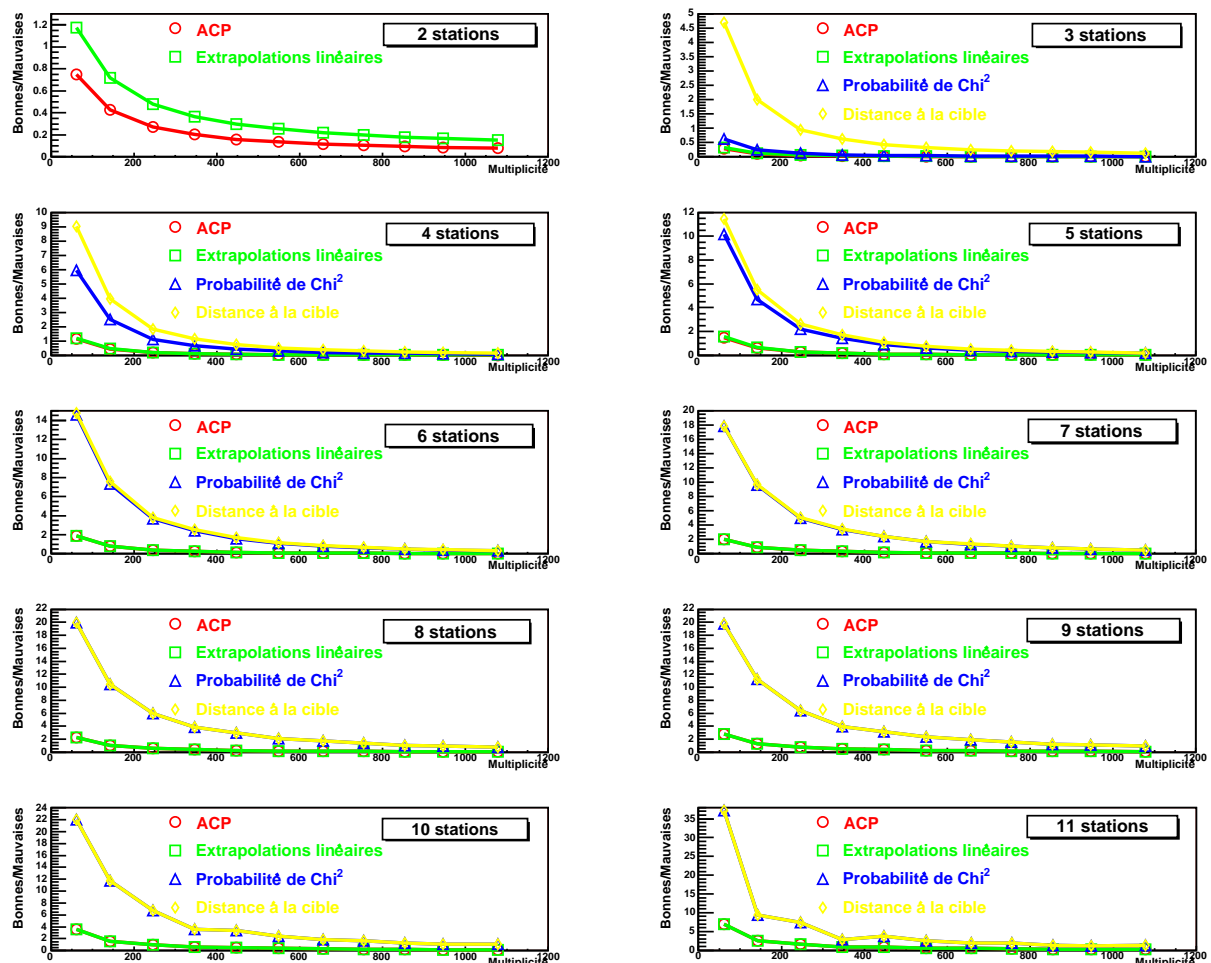


Figure 5.12 : Effets des différentes sélections sur le rapport entre bonnes et mauvaises traces en fonction de la multiplicité pour des traces ayant de deux à onze impacts.

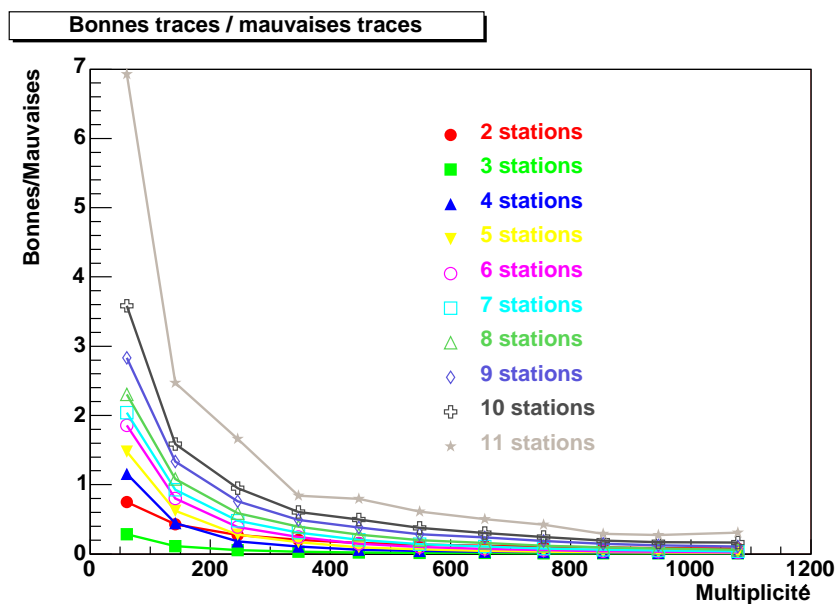


Figure 5.13 : Rapport du nombre de bonnes traces sur le nombre de mauvaises traces en fonction de la multiplicité pour chacun des TClones ayant des traces de 2 à 11 impacts.

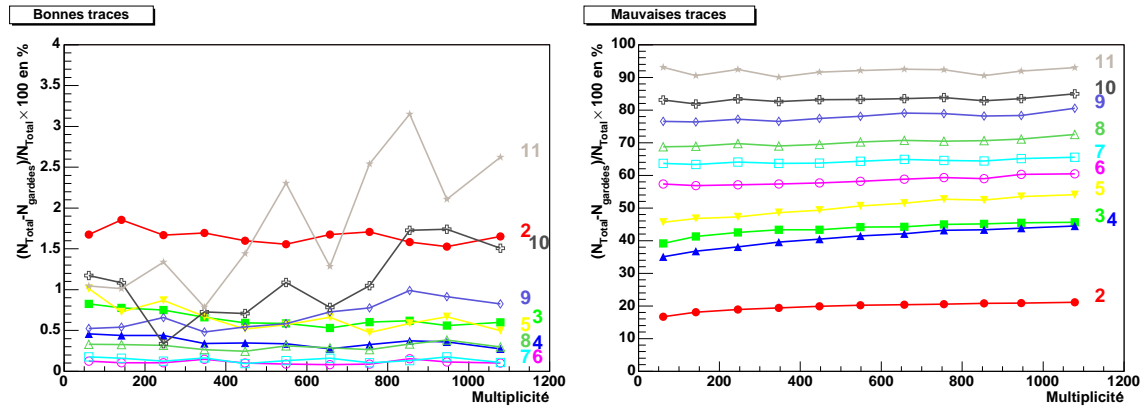


Figure 5.14 : Pourcentages de bonnes traces non reconstruites (à gauche) et de mauvaises traces éliminées (à droite) dans chacun des TClones en fonction de la multiplicité.

5.5.3 Traitement sur les traces effectué après l'ACP

À ce stade, toutes les traces des TClones ayant au moins 11-(nombre de stations manquantes requises) sont sauvegardées dans une liste de traces. Différents traitements sont ensuite réalisés afin de retrouver les traces initiales non pas sur les 11 stations mais cette fois sur les 16 plans.

a. Fusion des traces

Les traces sont comparées entre elles et le nombre de clusters communs déterminé. Si ce nombre est plus grand qu'un certain nombre seuil de points communs (à savoir 75 % du nombre de clusters de la trace la plus petite) et si dans les autres plans les impacts des deux traces sont dans des plans différents, alors les deux traces sont fusionnées.

b. Rejet des traces similaires

Il s'agit de comparer dans un premier temps deux traces, l'une de "référence" et l'autre "courante" afin de trouver le nombre de points communs entre elles. Si le nombre d'impacts de la trace courante diffère du nombre de points communs d'une quantité donnée (ici 1), alors on garde la trace qui a le meilleur χ^2 et on supprime l'autre. Cette méthode permet de supprimer les traces qui ne diffèrent que d'un impact, puisque la probabilité d'avoir des traces passant par les mêmes clusters dans plusieurs plans est négligeable.

c. Rejet des traces incompatibles

Lorsque la densité de clusters dans les plans de pixels est élevée, de nombreuses fausses traces sont créées. Ces traces partagent les mêmes clusters avec de nombreuses autres traces. Pour les éliminer, on calcule pour ces traces le nombre de fois que chaque cluster est utilisé par toutes les traces enregistrées dans la liste des traces. On évalue ensuite la multiplicité non plus par cluster mais par trace cette fois. On supprime ensuite les traces dont la multiplicité par cluster est supérieure à une valeur donnée (ici 1,5). Une fois ces traces éliminées, on réitère la procédure. On effectue autant d'itérations que nécessaire pour obtenir une valeur de 1,5 trace par cluster. Cette valeur a été déterminée à l'aide de simulations.

d. Ajout des traces partielles

Dans le lot final de traces, on peut rajouter les traces partielles, c'est-à-dire les traces incomplètes auxquelles il manque quelques impacts par rapport aux traces générées. Ces traces réelles bien qu'incomplètes doivent être conservées car elles participeront à la bonne détermination du vertex d'interaction.

e. Coupures sur le vertex

Afin de purifier le lot de traces, on peut déterminer la position du vertex d'interaction avec toutes les traces et supprimer celles qui ne pointent pas vers lui. Les traces coupant le plan transverse au vertex d'interaction à une distance supérieure à 0,05 cm du vertex d'interaction seront éliminées.

f. Résultats

La figure 5.15 représente le rapport du nombre de bonnes traces sur le nombre de mauvaises traces à différentes étapes de la reconstruction en fonction de la multiplicité. Ce rapport diminue lorsque la multiplicité augmente. On constate que les différents traitements successifs améliorent la pureté du lot des traces reconstruites.

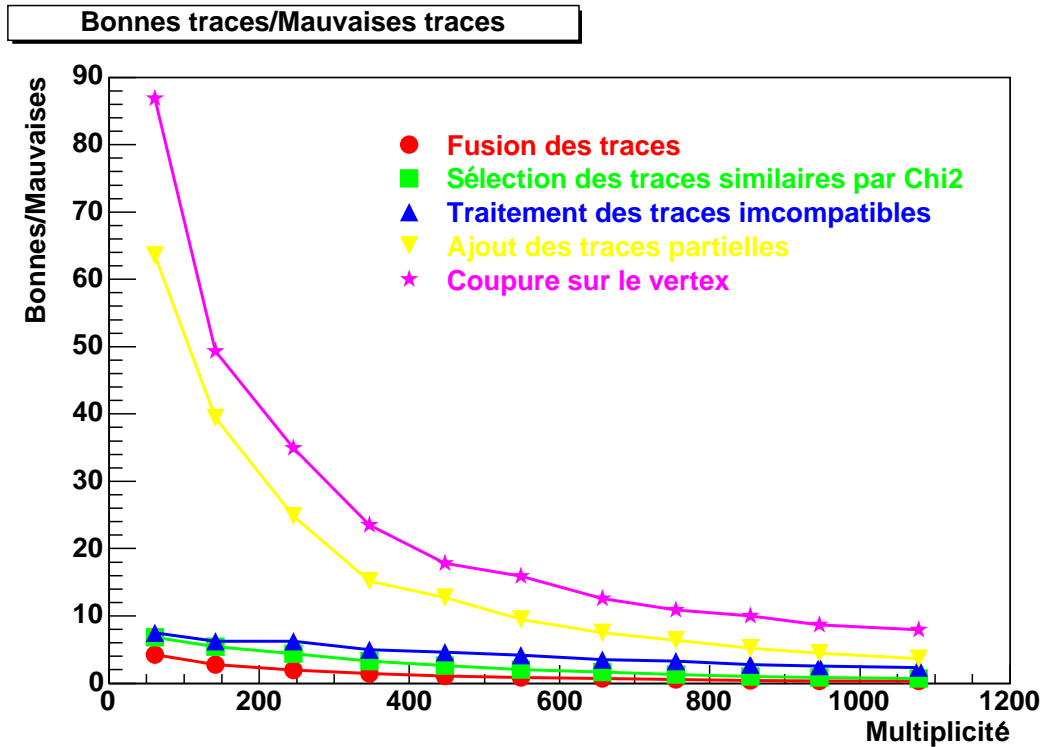


Figure 5.15 : Rapport du nombre de bonnes traces sur le nombre de mauvaises traces à différentes étapes de la reconstruction en fonction de la multiplicité.

Les taux de bonnes et de mauvaises traces par rapport au nombre de traces reconstruites sont représentés dans la figure 5.16.

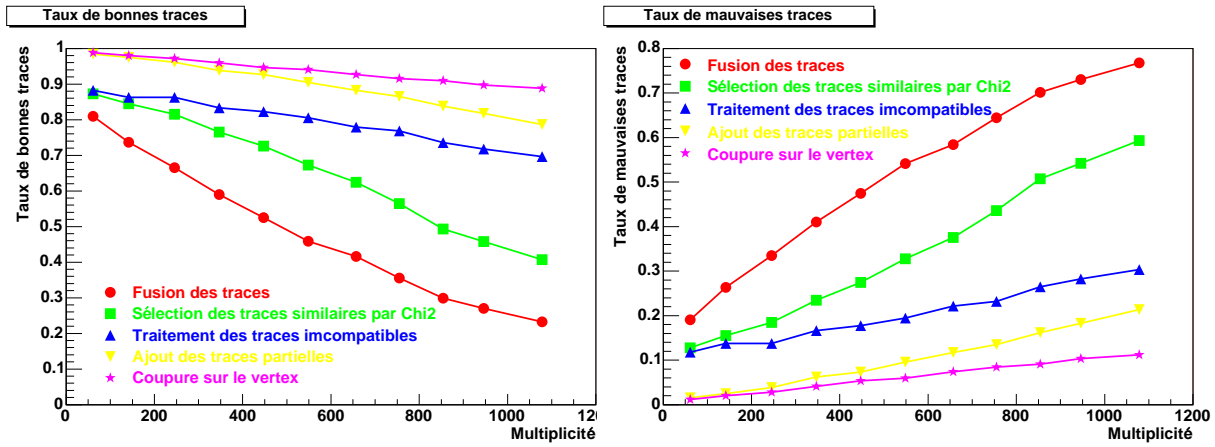


Figure 5.16 : Taux de bonnes $\frac{N_{\text{bonnes}}}{N_{\text{bonnes}} + N_{\text{mauvaises}}}$ (à gauche) et de mauvaises $\frac{N_{\text{mauvaises}}}{N_{\text{bonnes}} + N_{\text{mauvaises}}}$ (à droite) traces en fonction de la multiplicité à différentes étapes de la reconstruction.

On peut remarquer que le taux des bonnes traces diminue avec la multiplicité. On passe de $\sim 100\%$ à faible multiplicité à $\sim 80\%$ à grande multiplicité sans la coupure sur le vertex. En rajoutant cette dernière, on obtient un taux de bonnes traces supérieur à 90% . Cette figure nous montre aussi l'intérêt de réaliser l'ensemble des traitements. Si par exemple on s'arrête à la fusion des traces, alors le taux de bonnes traces est seulement de $\sim 24\%$ à grande multiplicité, ce qui n'est pas suffisant pour obtenir, dans de bonnes conditions, le vertex des interactions. En ce qui concerne le taux de mauvaises traces, on voit qu'il augmente avec la multiplicité. Néanmoins, l'ensemble des sélections appliquées maintient ce taux en-deçà de 10% pour des multiplicités allant jusqu'à 1000 traces par événement.

L'efficacité de reconstruction définie par le rapport entre les traces reconstituées effectivement reconstruites et celles qui peuvent être reconstruites compte tenu du nombre de stations manquantes requises (traces reconstituables) est représentée dans la figure 5.17 à différentes étapes de la reconstruction en fonction de la multiplicité. Quand on rajoute les traces partielles, l'efficacité varie de 83% à 71% lorsque la multiplicité varie de 100 à 1100 traces par événement.

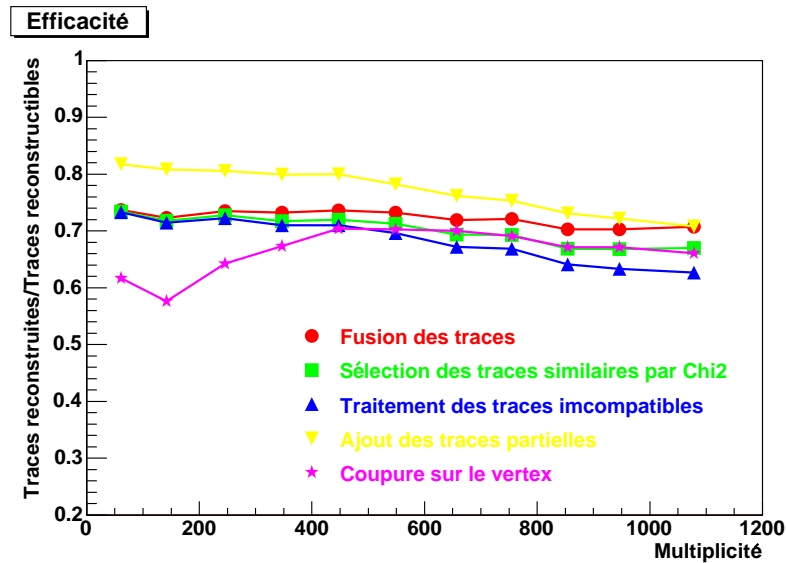


Figure 5.17 : Efficacité de reconstruction à différentes étapes de la reconstruction en fonction de la multiplicité.

Sur la figure 5.18, la distribution du nombre de clusters par trace a été représentée pour les traces générées, les traces générées restructurables et les traces reconstruites. On observe que les traces reconstruites ont en moyenne autour de 10 clusters. Ce n'est pas le cas pour les traces générées qui ont en moyenne 4 à 5 clusters. Néanmoins, cette faible valeur est liée à la présence de très nombreuses traces à un seul impact. La répartition du plan touché pour les traces générées avec un seul cluster montre que la majorité de ces traces est associée au premier plan. Ceci est principalement dû aux raies δ émises par la région cible.

La valeur moyenne de la multiplicité des traces reconstruites est plus faible que celle des traces générées restructurables comme on peut le voir sur les distributions de la figure 5.18 de droite. Ceci s'explique par la variation de l'efficacité de reconstruction avec la multiplicité (figure 5.17).

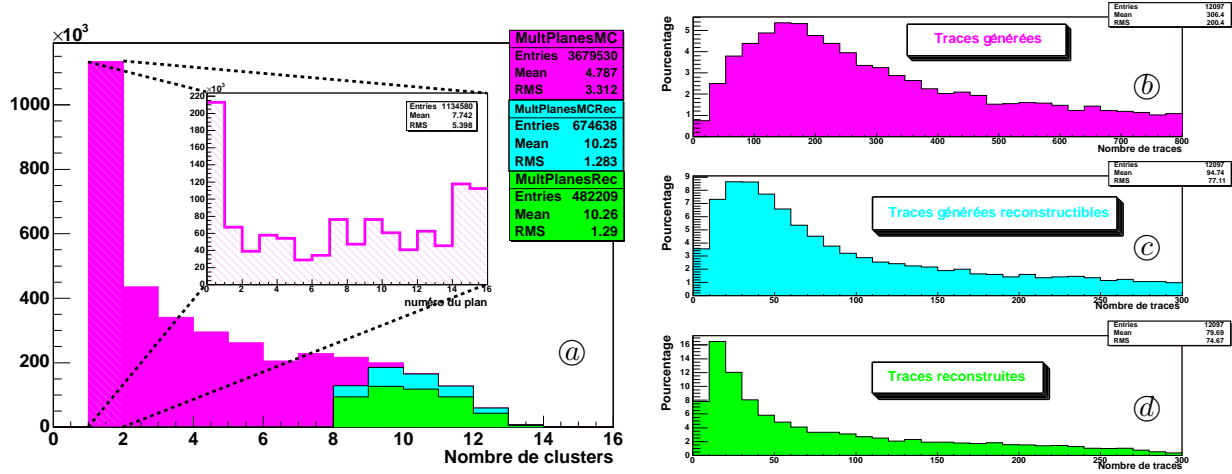


Figure 5.18 : Distribution du nombre de clusters par trace (a) et du nombre de traces (à droite) exprimée en pourcentage par rapport au nombre total du spectre considéré pour les traces générées (b), les traces générées restructurables (c) et les traces reconstruites (d). Dans l'encart de la figure de gauche est indiquée la répartition du plan touché dans le cas des traces générées formées d'un seul cluster.

5.6 Comparaison avec la méthode standard de reconstruction

Cette méthode de reconstruction des traces dans le détecteur de vertex basée sur l'ACP a été comparée à la méthode standard de reconstruction [Shahoyan 05] (notée BF par la suite) utilisée dans le logiciel de la collaboration NA60.

5.6.1 Présentation de la méthode standard

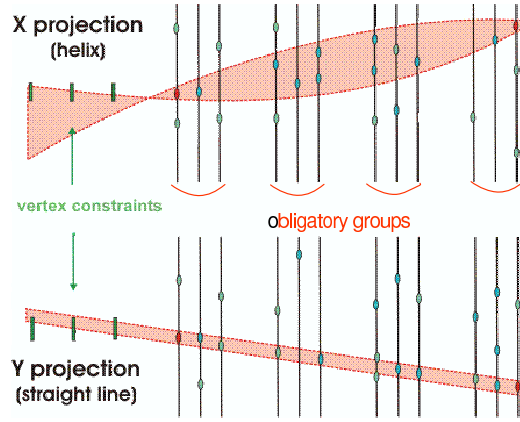
Les stations sont réparties en groupements obligatoires : chaque groupe doit contribuer pour au moins un cluster à chaque trace.

Un certain nombre de contraintes associées au vertex d'interaction (les cibles et les autres obstacles sur le passage du faisceau) soit définies. Chaque trace doit vérifier au moins une des contraintes.

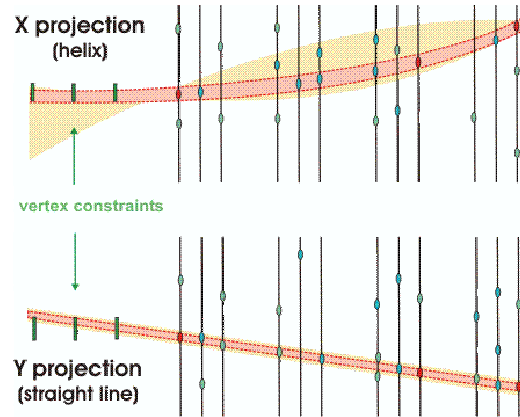
Les principales étapes de la procédure sont :

Étape 1 :

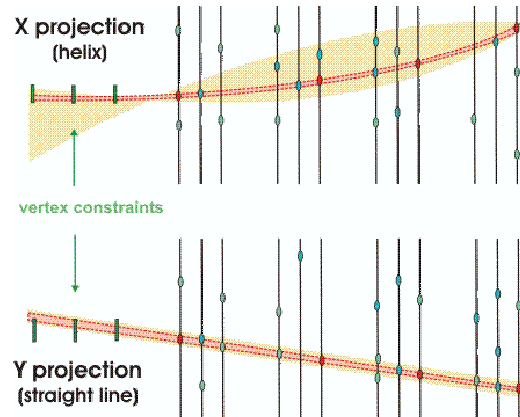
- Des paires de clusters des stations les plus éloignées sont reliées par une ligne droite suivant y et une parabole suivant x , en prenant en compte les erreurs sur les clusters et la courbure maximum permise ($\sim 1-2$ GeV/c).
- Les contraintes de vertex sont appliquées à ces traces sources. Seuls les couples de clusters les vérifiant sont retenus.
- Un rangement particulier des clusters dans chacun des groupes permet d'éviter cette procédure pour environ la moitié des paires qui n'ont aucune chance de vérifier les contraintes d'un vertex.

Étape 2 :

- Les clusters du groupe intermédiaire le plus en aval, se trouvant dans l'intersection des zones d'interpolation, sont testés comme candidats pour le troisième point de la trace source. Chaque triplet est ajusté avec le modèle de trace suivant : une droite en $y - z$ et une parabole en $x - z$. Le χ^2 des traces d'essais est comparé à une valeur seuil de χ^2 . Les traces qui passent cette coupure sont extrapolées dans la région cible et comparées aux contraintes de vertex. Les traces sources qui ne respectent pas toutes les contraintes sont rejetées.
- Les bonnes traces sources sont sauvegardées ainsi que le résultat de l'ajustement.

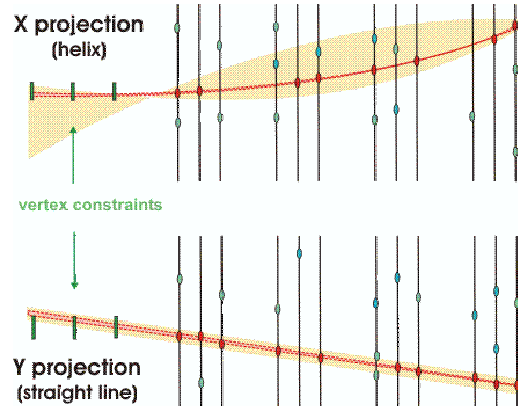
Étape 3 :

- La trace source ajustée est complétée de façon itérative. Elle est interpolée vers la station la plus en aval des groupements inutilisés, et les clusters de cette station retenus si leur distance pondérée à la trajectoire (prenant en compte les erreurs des clusters et de l'interpolation) est en-dessous d'une certaine valeur.
- Les clusters retenus sont ajustés avec les points déjà existants de la trace source. Les coupures sur le χ^2 et les contraintes du vertex sont appliquées.
- Les traces sources retenues sont sauvegardées à chaque étape. Cela permet de reprendre la procédure de recherche à partir d'une étape antérieure réussie si l'ajustement avec un cluster donné échoue.



Étape 4 :

- Une fois que chaque groupe obligatoire a contribué pour un cluster à la trace source, celle-ci est extrapolée à toutes les stations inutilisées de ces groupes, et la recherche des clusters continue pour ces stations restantes.
- Une fois que la recherche concernant les groupes obligatoires est terminée, une coupure sur un nombre minimum de points par trace est appliquée.
- On peut définir aussi les groupes optionnels de stations, dont la contribution à la trace n'est pas obligatoire. Ceci est habituellement utilisé dans le cas où il y a des plans inefficaces. Dans ce cas, la trace source obtenue est extrapolée vers ces stations et le cluster est retenu si la trace a passé correctement le test d'ajustement du χ^2 .

Étape 5 :

- Une fois que la recherche de traces est terminée, les traces sources obtenues sont ajustées par un filtre de Kalman qui prend en compte correctement les erreurs associées à la diffusion multiple. Cela permet d'obtenir une meilleure précision sur la cinématique et la matrice d'erreur des traces finales.
- Les traces partageant trop de clusters sont éliminées. En général, un seul cluster commun entre les traces est autorisé.

La reconstruction des traces est réalisée en quelques passes (3) :

- Tout d'abord, on reconstruit des traces longues et peu courbées. Les contraintes sur les vertex doivent bien sûr avoir été définies pour tous les obstacles possibles sur le chemin du faisceau et leurs tolérances transverses doivent refléter la taille du spot du faisceau ($\sim 1 \text{ mm}^2$).
- Puis les traces obtenues sont utilisées pour trouver les vertex primaires. Cela permet de réduire le nombre de contraintes sur les vertex et de restreindre leurs tolérances transverses en dessous de quelques dizaines de μm .
- Enfin, les clusters utilisés dans une étape de la recherche ne participent pas aux étapes suivantes. Ceci diminue drastiquement la combinatoire, réduisant ainsi le temps de calcul.

Les paramètres globaux, valables pour toutes les étapes de la reconstruction sont indiqués sur le tableau 5.6. Comme on peut le constater dans le tableau 5.6, le détecteur de contrôle du faisceau (BS) n'a pas été pris en compte pour améliorer la contrainte au niveau du vertex car :

- moins de 50 % des événements ont de bonnes traces dans le BS ;
- la reconstruction des traces présentant un décalage transversal par rapport au vertex ("offset") nécessite de modifier ou de supprimer les contraintes sur les vertex.

Pente maximale	0,13
Nombre maximum de clusters partagés par trace	1
Longueur totale minimale des traces (en clusters)	7
Centre (X,Y) et sigma du faisceau (cm)	0 0 0,1
Nombre maximum de traces dans le BS pour la contrainte du vertex	0
Occupation maximale (%)	0,2
Coupures (dev. std.) sur la distance de l'extrapolation de la trace au cluster	3
Coupures χ^2 sur le nouveau cluster de la trace extrapolée	3

Tableau 5.6 : Paramètres globaux de la reconstruction BF.

Le tableau 5.7 reprend l'évolution des paramètres non globaux en fonction de l'étape de la reconstruction.

Paramètres	Rec. 1	Rec. 2	Rec. 3
Groupements obligatoires	7	0 2 5	0 2 5
	0 2 3 5	1 4 6	1 4 6
	1 4 6	7 9	7 9
	10	3 5 8	3 5 8
	9	10 11	10 11
	11		
Groupements optionnels	8		
Impulsion minimum (GeV/c)	4	2	2
Longueur minimum des traces	4	3	3
Contraintes supplémentaires (à part les cibles)	-46,4 ; -30,2 -9,7 ; -4,42 4,68		
Nombre maximum de vertex reconstruits pour utiliser les contraintes sur les vertex	0	4	4
Coupure χ^2 sur le segment ajusté	2	2,5	2,5
Coupure χ^2 sur la distance des traces ajustée aux contraintes sur les cibles	0,5	3	20
Coupure χ^2 sur la distance du bord des clusters aux contraintes du vertex	2.0	10	30

Tableau 5.7 : Évolution des paramètres en fonction de l'étape de la reconstruction BF.

Dans le tableau 5.7, on s'aperçoit que les paramètres concernant les coupures sur le vertex sont progressivement relâchés afin de prendre en compte les traces présentant un "offset".

5.6.2 Résultats de la comparaison

La méthode standard a été comparée à plusieurs configurations de la méthode ACP qui sont notées : ACP(N,M). Le premier chiffre N correspond au nombre total de stations manquantes et le second chiffre M au nombre maximum de stations manquantes successives. Un échantillon d'environ 12000 événements a été reconstruit par les deux méthodes. La distribution des vertex générés est représentée sur la figure 5.19.

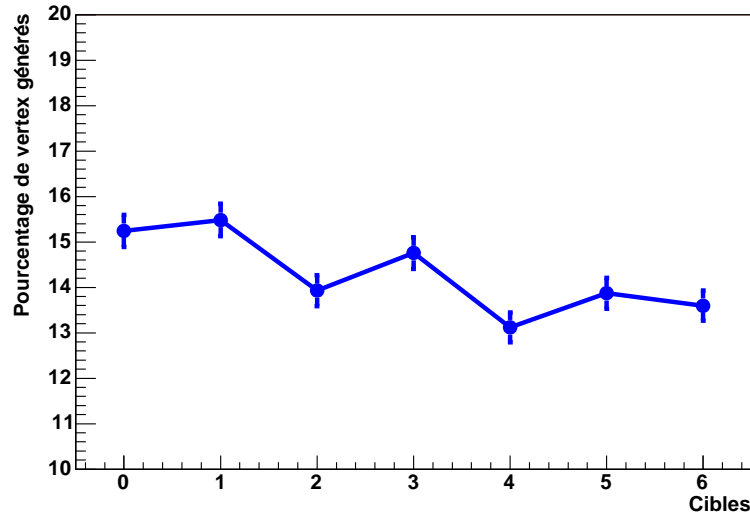


Figure 5.19 : Distribution des vertex générés en fonction de la cible (en pourcentage du nombre total de vertex).

La figure 5.20 représente la comparaison entre les deux méthodes (BF et ACP(3,3)) lors de la reconstruction des 12000 événements $In - In$. Les deux figures du haut sont relatives aux vertex d'interaction et les deux du bas aux traces reconstruites.

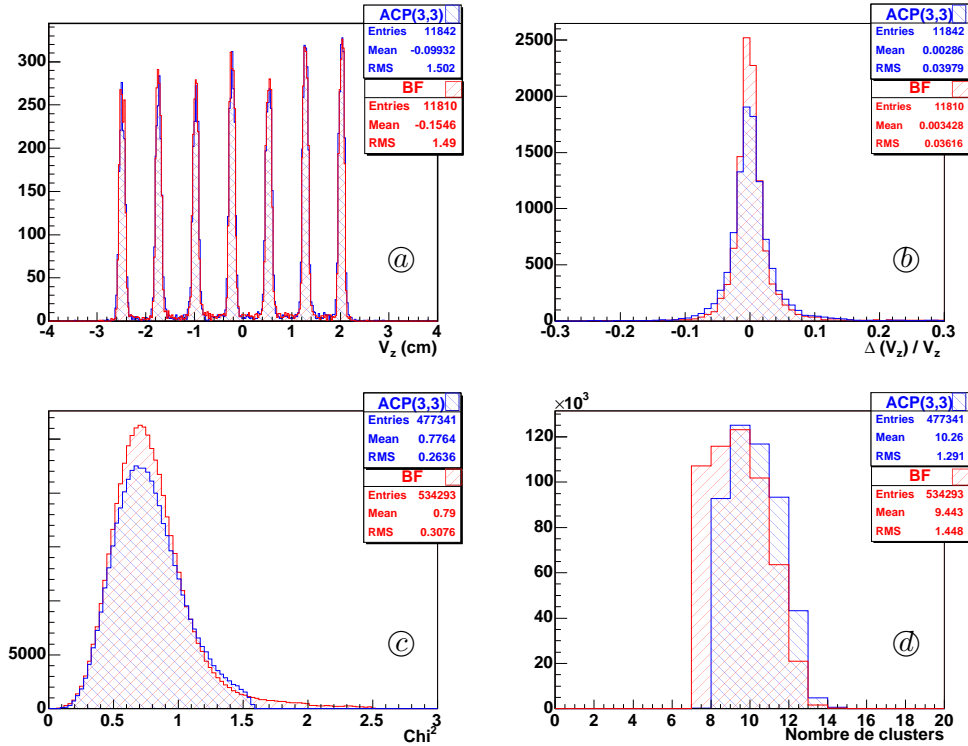


Figure 5.20 : Comparaison entre les deux méthodes ; en bleu la méthode ACP et en rouge la méthode standard. Les différentes distributions représentent les quantités suivantes : la position longitudinale du vertex d'interaction V_z (a), son incertitude absolue $\Delta V_z / V_z$ (b), le χ^2 (c) des traces reconstruites et le nombre de clusters par traces (d).

Sur la figure 5.20 @, on peut remarquer que les distributions des positions longitudinales des vertex d'interaction V_z sont très similaires dans les deux cas. En 5.20 ⑥ est représenté l'écart relatif entre la position générée et la position reconstruite pour chaque événement. La distribution BF semble un peu plus piquée que celle de l'ACP. Ceci peut être expliqué par le fait que la première méthode prédétermine la position du vertex puis impose la position de celui-ci aux autres traces reconstruites. La distribution en χ^2 des traces reconstruites dans les deux méthodes est tracée en 5.20 ③. On peut remarquer que la distribution BF s'étend vers une valeur plus grande, autour de 2,5, alors qu'elle est plutôt de l'ordre de 1,6 pour ACP. La méthode BF ayant plusieurs étapes, il est logique d'élargir la coupure en χ^2 de l'ajustement des traces lorsque la position du vertex est connue. La méthode ACP ne fait aucune prédétermination d'aucune sorte sur la position du vertex. La figure 5.20 @ indique le nombre de clusters par trace reconstruite dans les deux cas. On voit que ACP(3,3) ne peut reconstruire des traces avec moins de huit stations donc moins de huit clusters alors que BF accepte des traces qui ont sept clusters. Pour pouvoir reconstruire le lot de traces équivalent, il faudrait aller jusqu'à 4 stations manquantes pour la méthode ACP. Cependant, accroître le nombre de stations manquantes entraîne un nombre très élevé de traces candidates et augmente de façon importante le temps de calcul comme nous le verrons plus loin (paragraphe 5.7).

La corrélation entre la position du vertex reconstruit et celle du vertex généré selon les deux méthodes est indiquée sur la figure 5.21. On peut voir que, pour les deux méthodes, la position du vertex reconstruit est correcte dans environ 90 % des cas et, lorsqu'elle ne l'est pas, on a plutôt tendance à reconstruire un vertex en aval du vertex généré.

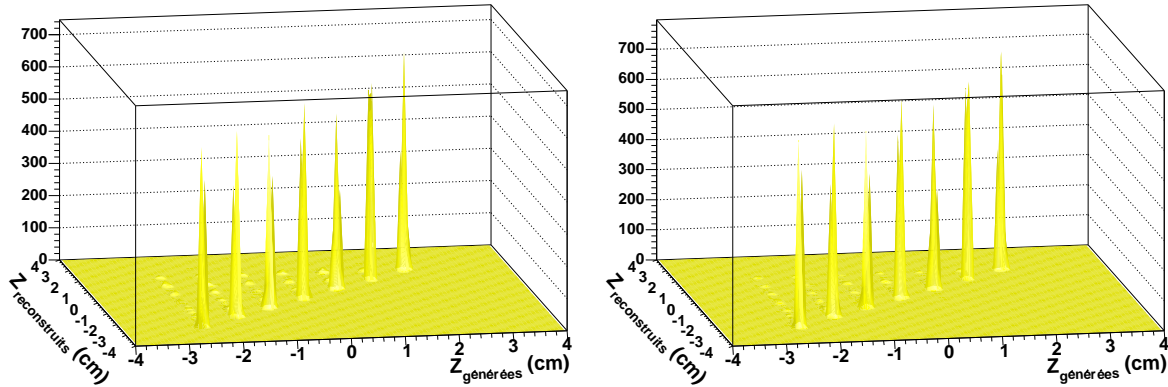


Figure 5.21 : Positions des vertex reconstruits en fonction de leurs positions générées pour ACP(3,3) (à gauche) et BF(à droite).

La figure 5.22 représente le nombre de vertex reconstruits rapporté au nombre de vertex générés pour les deux méthodes. Dans le cas de la méthode ACP, on peut voir que l'efficacité de reconnaissance du vertex dépend assez peu du nombre de stations manquantes. Ceci peut se comprendre dans la mesure où augmenter le nombre de stations manquantes tend à accroître le nombre de traces candidates, moins efficaces que les traces longues pour la recherche du vertex. On constate également que l'efficacité de reconstruction du vertex est d'autant plus grande que la cible est située plus en aval. Ce résultat peut s'expliquer de la façon suivante : plus la cible d'interaction a une position longitudinale proche du télescope à vertex, plus l'angle solide des traces émises augmente. L'angle moyen θ des traces par rapport à l'axe du faisceau augmente à son tour facilitant ainsi la reconnaissance du vertex.

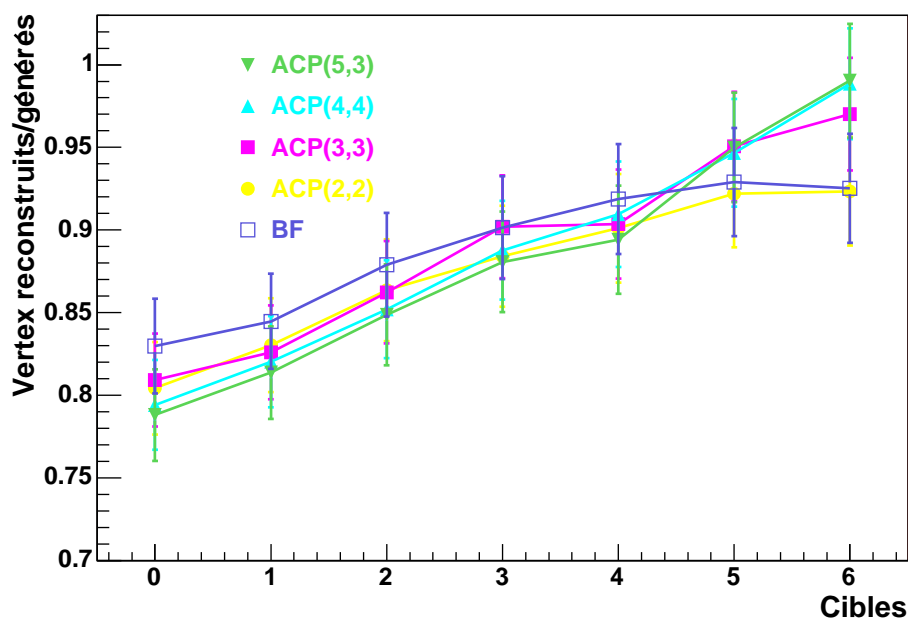


Figure 5.22 : Effi cacité de reconstruction des vertex pour les deux méthodes en fonction de la cible d'interaction.

La figure 5.23 montre que, pour les deux méthodes, l'angle polaire θ augmente en moyenne entre la première cible et la dernière.

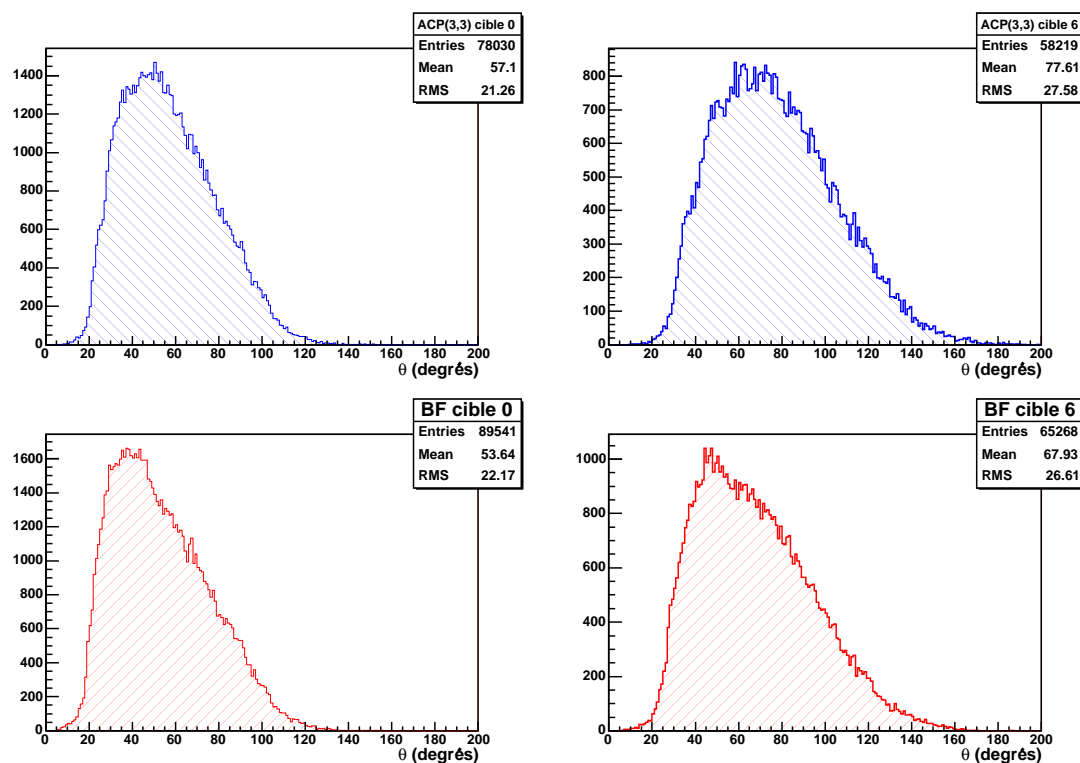


Figure 5.23 : Distributions des angles polaires θ des traces reconstruites provenant de la première (à gauche) et de la dernière (à droite) cible pour les deux méthodes ACP(3,3) (en haut) et BF (en bas).

La distribution azimutale ϕ est indiquée sur la figure 5.24.

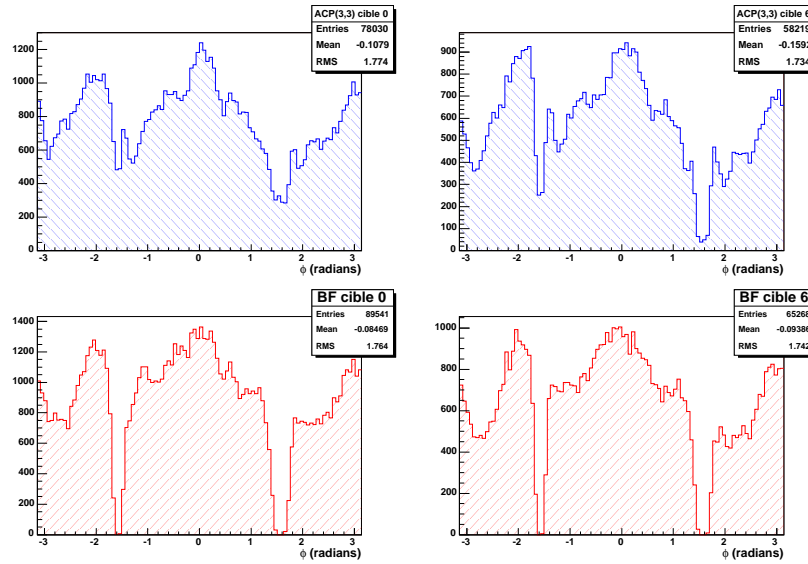


Figure 5.24 : Distributions de l'angle azimutal ϕ des traces reconstruites provenant de la première (à gauche) et de la dernière (à droite) cible pour les deux méthodes ACP(3,3) (en haut) et BF (en bas).

Le rapport entre le nombre de traces reconstruites et générées en fonction du numéro de la cible est tracé sur la figure 5.25 de gauche pour différentes valeurs du nombre de stations manquantes en ce qui concerne la méthode ACP. Le rapport entre le nombre de mauvaises traces et le nombre de traces générées reconstruites figure sur celle de droite.

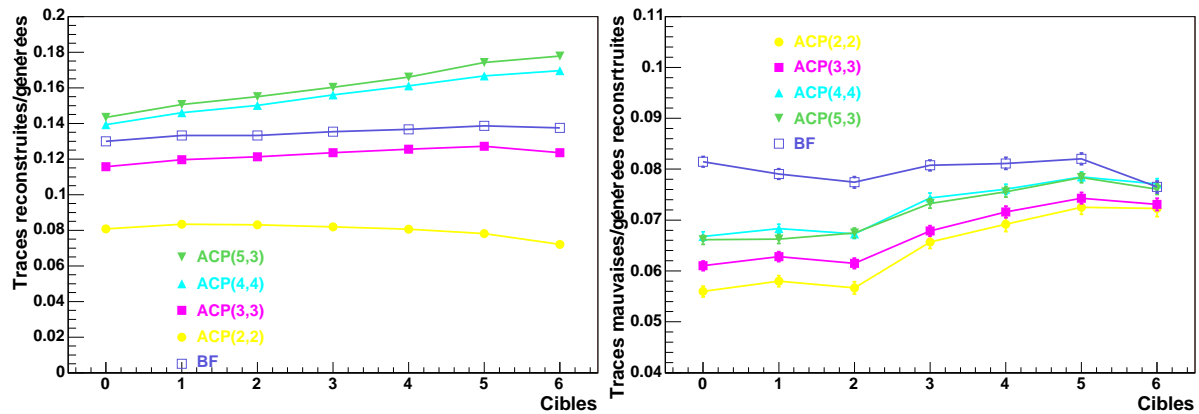


Figure 5.25 : Rapports entre les traces reconstruites et générées (à gauche) et entre les mauvaises traces et les traces générées reconstruites (à droite) en fonction de la cible pour les méthodes ACP et BF.

On voit que dans le cas de la méthode ACP, le taux de traces reconstruites augmente avec le nombre de stations manquantes et qu'un résultat équivalent à la méthode standard BF est obtenu pour 3-4 stations manquantes. Le taux de reconstruction varie peu avec la cible d'interaction. Le taux de fausses traces est plus faible dans la méthode ACP que dans la méthode standard (à cause

de la coupure unique faite sur le vertex pour toutes les traces dans le cas ACP). Cependant, ce taux augmente avec le nombre de stations manquantes et avec la position de la cible.

L'efficacité de reconstruction des muons (resp. dimuons) est représentée sur la figure 5.26 de gauche (resp. droite). La figure de gauche correspond au rapport entre le nombre de muons reconstruits et le nombre de muons générés.

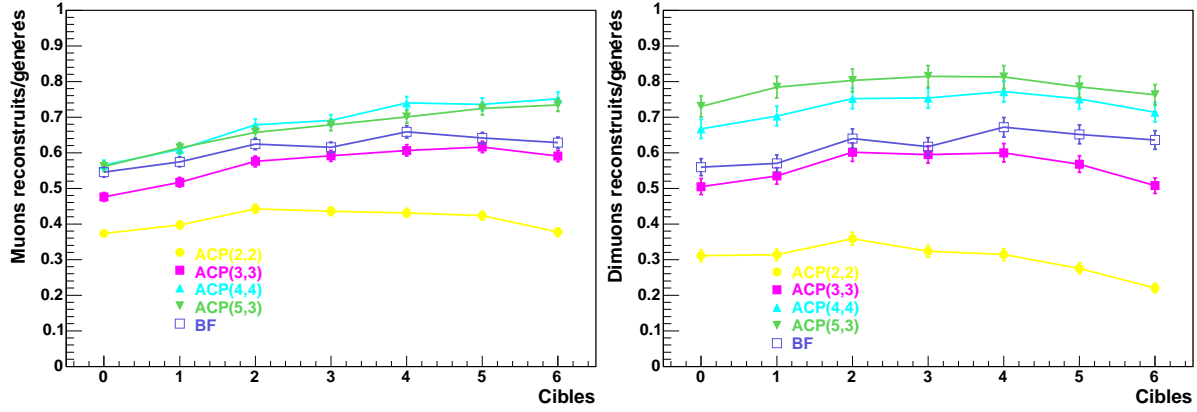


Figure 5.26 : Rapport entre les muons (resp. dimuons) reconstruits et ceux générés à gauche (resp. à droite) pour les méthodes ACP et BF.

La figure de droite est le rapport entre le nombre de dimuons reconstruits et le nombre de dimuons générés, c'est-à-dire le nombre d'événements puisqu'il y a un dimuon par événement. On observe comme pour l'étude sur l'ensemble des traces des performances équivalentes entre les méthodes de reconstruction BF et ACP pour 3 à 4 stations manquantes.

5.7 Temps de reconstruction

Sur la figure 5.27, on a tracé le temps de reconstruction des deux programmes (BF et ACP) en fonction de la multiplicité des événements. Les valeurs indiquées sont obtenues avec un processeur de 1,7 GHz.

On peut remarquer que la méthode BF est toujours plus rapide que la méthode ACP et que l'écart entre les deux augmente avec la multiplicité. La valeur moyenne du temps de reconstruction par événement est représentée sur la figure 5.28 de gauche pour BF et ACP avec différentes configurations de stations manquantes. Comme on peut s'y attendre, l'augmentation du nombre de stations manquantes entraîne une augmentation du temps de reconstruction. Un facteur important dans le temps de calcul de la méthode ACP est le nombre total de stations. Comme on peut le voir sur la figure 5.28 où l'on a tracé le temps de reconstruction moyen par événement pour deux configurations ACP(0,0) et ACP(2,2) en fonction du nombre total de stations : si l'accroissement du temps de calcul est d'un facteur 3 entre 3 et 11 stations pour ACP(0,0), ce même facteur passe à ~ 10 pour ACP(2,2).

5.8 Application aux données $In - In$

Nous avons appliqué la méthode en composantes principales sur les données $In - In$. L'étude a été faite sur le run 6505 (avec ACM = + 4000 A et PT7 = + 900 A). La répartition du nombre

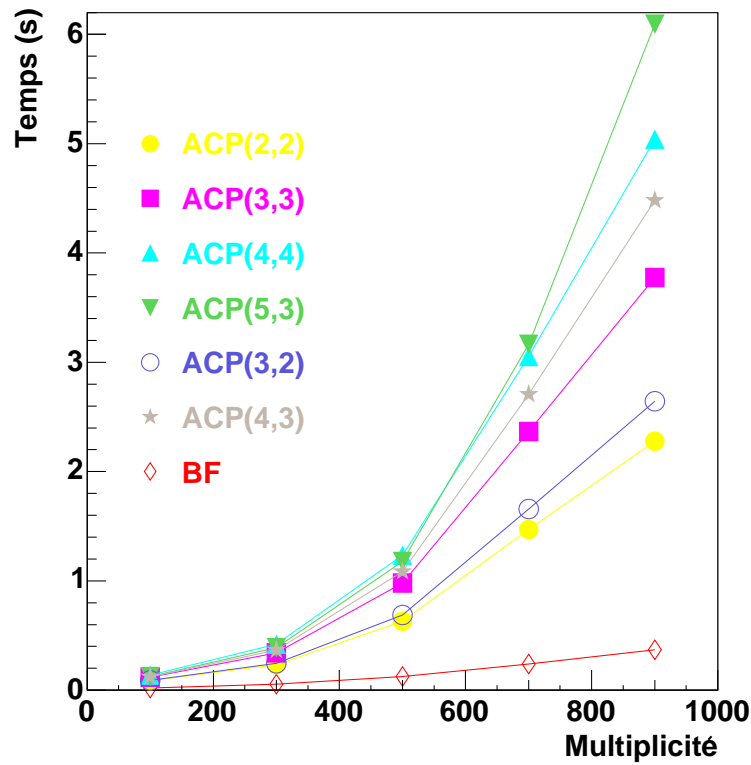


Figure 5.27 : Temps de reconstruction en fonction de la multiplicité de l'événement pour différentes configurations de ACP et pour BF.

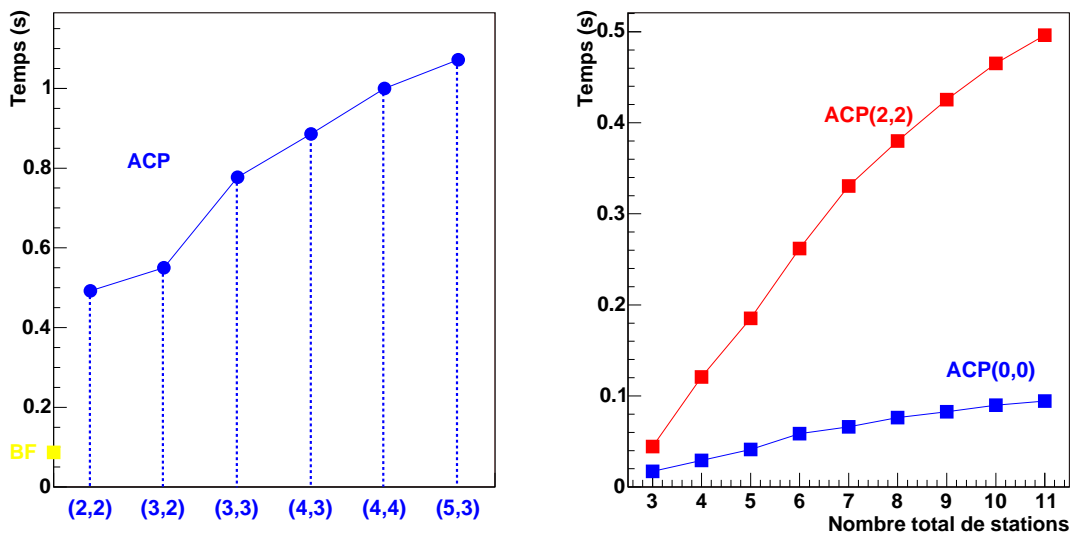


Figure 5.28 : A gauche : temps moyen de reconstruction d'un événement en fonction de différentes configurations de ACP et pour BF. A droite : temps moyen de reconstruction en fonction du nombre total de stations pour deux configurations ACP(0,0) et ACP(2,2).

moyen de clusters par plan est donnée sur la figure 5.29 de gauche. La répartition est très homogène avec une valeur moyenne de l'ordre de 170 clusters par plan et par événement. La légère augmentation du nombre de clusters du premier plan est due aux rayons δ provenant de la région cible. La figure 5.29 de droite est la probabilité d'avoir au moins un pixel touché pour chaque plan.

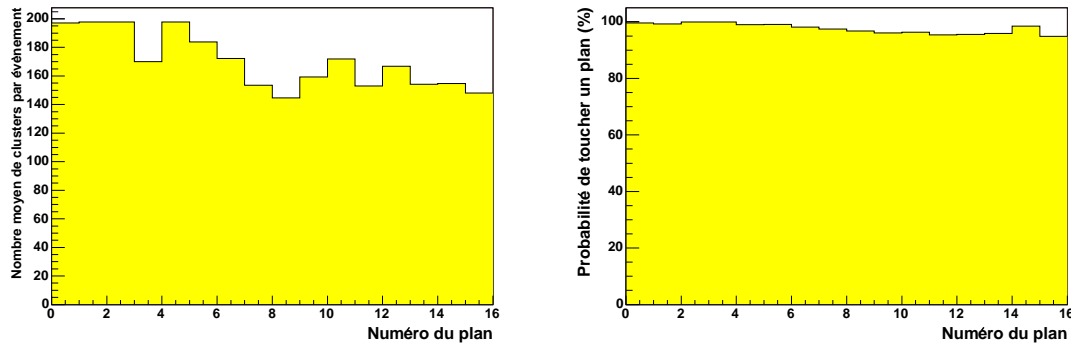


Figure 5.29 : Représentation de la répartition du nombre de clusters par plan, à gauche, et de la probabilité d'avoir au moins un pixel touché pour chacun des plans, à droite.

Le taux d'occupation des plans de pixels est représenté sur la figure 5.30. La valeur moyenne est inférieure au pourcent. Si on ne sélectionne que les événements ayant au moins un plan avec un taux d'occupation supérieur à 3 % (représentant ~ 10 % des événements) et 5 % (représentant $\sim 0,5$ % des événements), on obtient les distributions de taux d'occupation qui sont également représentées dans la figure précédente.

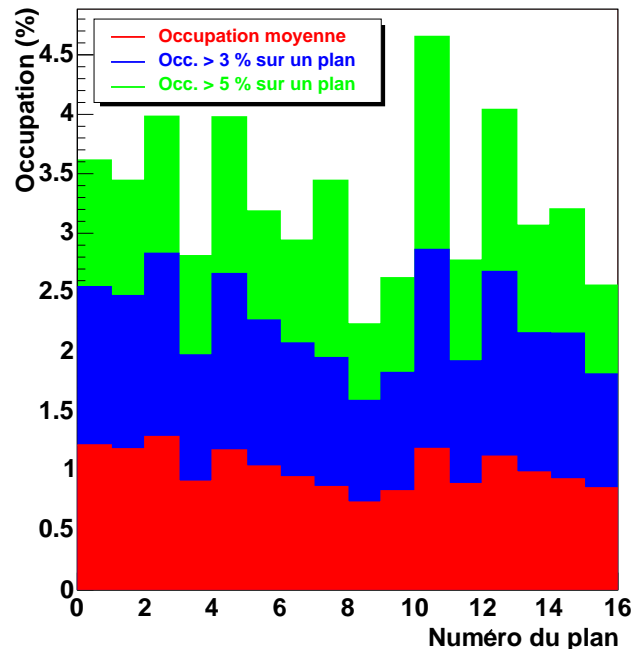


Figure 5.30 : Taux d'occupation des différents plans de pixels. Les deux autres distributions superposées à la première ont été obtenues en prenant en compte les événements dans lesquels au moins un plan avait 3 % et 5 % de taux d'occupation.

La figure ci-contre 5.31 permet d'appréhender la multiplicité des clusters. Le nombre moyen de pixels par cluster est de l'ordre de 1,45. Cette distribution ayant été normalisée par le nombre d'événements, on peut en déduire qu'en moyenne il y a ~ 1800 clusters formés d'un seul pixel par événement.

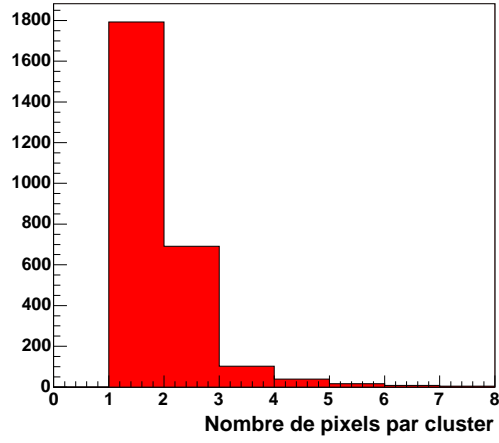


Figure 5.31 : Distribution du nombre de pixels par cluster et par événement.

Les figures 5.32 représentent les distributions du χ^2 des traces (à gauche), du nombre de clusters (au centre) et du nombre de traces reconstruites (à droite) pour les deux méthodes ACP(4,4) (en haut) et BF (en bas). On constate que les distributions obtenues par les deux méthodes sont similaires avec cependant quelques différences.

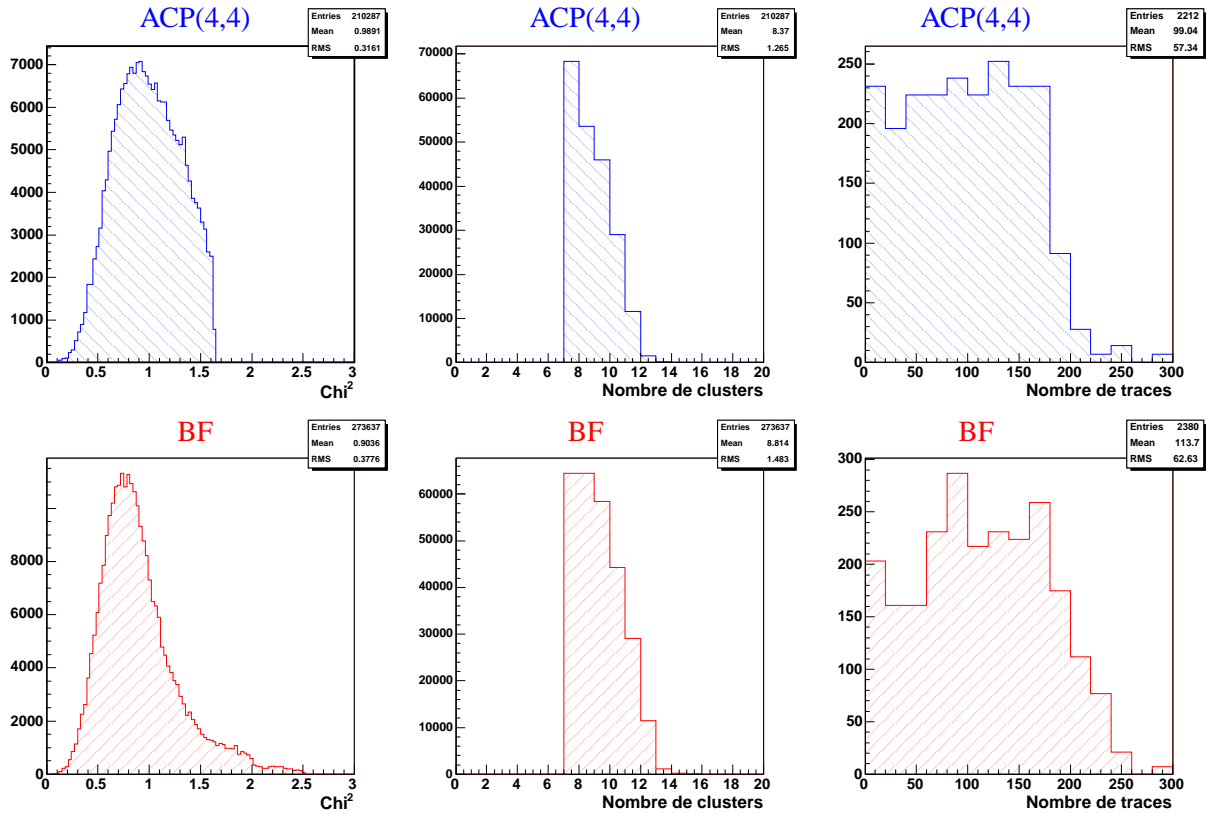


Figure 5.32 : De gauche à droite : distributions des χ^2 des traces, du nombre de clusters et du nombre de traces reconstruites pour ACP (en haut) et BF (en bas).

Comme on l'a déjà vu plus haut, la distribution en χ^2 des traces de la méthode BF s'étend plus loin que celle de ACP en raison du caractère itératif de la méthode BF. On peut voir également que le nombre moyen de traces reconstruites est plus élevé (~ 113) avec la méthode BF qu'avec la méthode ACP (~ 99).

Les figures 5.33 concernent les vertex d'interaction. La première distribution (à gauche) concerne le nombre de vertex reconstruits, la seconde (au centre) la qualité des vertex (voir paragraphe 4.2) et enfin la dernière (à droite) le profil longitudinal du vertex d'interaction V_z le plus en amont pour ACP (en haut) et BF (en bas).

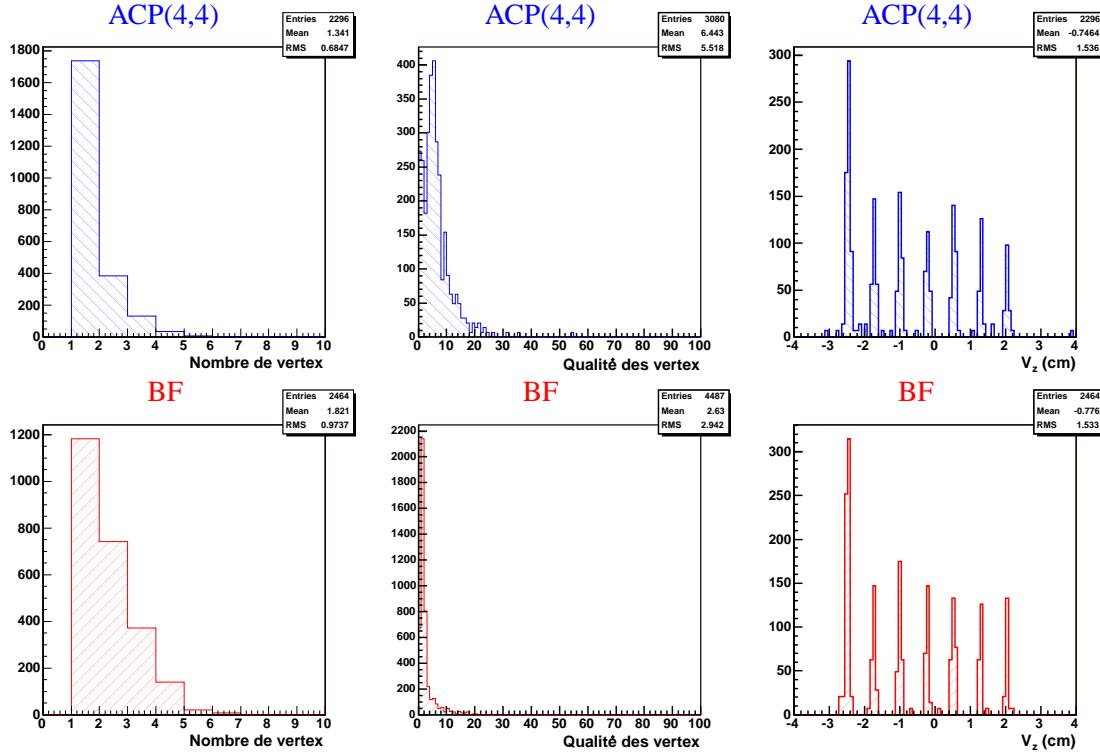


Figure 5.33 : De gauche à droite : distributions du nombre de vertex reconstruits, de la qualité (du) des vertex et les positions longitudinales V_z du premier vertex.

On constate que le nombre de vertex reconstruits par événement est, en moyenne, plus faible dans la méthode ACP que dans BF. Par contre la qualité des vertex reconstruits est meilleure dans la méthode BF. Ceci est aisément compréhensible du fait de la détermination précoce du vertex dans le cas de BF. En ce qui concerne la distribution longitudinale V_z du vertex reconstruit, elle est très similaire pour chaque méthode.

5.9 Conclusion

Le souhait de développer en parallèle plusieurs méthodes de reconstruction dans le VT est apparu très rapidement au vu du très grand nombre de traces qu'il y aurait à reconstruire en un temps raisonnable. Le fait de pouvoir disposer de plusieurs méthodes de reconstruction permet de comparer les résultats et de les valider le cas échéant.

La méthode ACP repose essentiellement sur de la simulation. En effet, les critères de sélection sont obtenus par une génération importante de traces dans le détecteur. Ceci constitue un point faible de la méthode car si la simulation n'est pas extrêmement réaliste, les résultats ne seront pas corrects. Le caractère itératif de la méthode BF rend cette technique de reconstruction des traces très rapide et efficace. Les performances de la méthode BF en font la méthode de reconstruction générale des traces dans le télescope à vertex du programme d'analyse NA60ROOT.

Chapitre 6

Résultats NA60 en collisions $In - In$: basses masses et masses intermédiaires

Sommaire

6.1 Basses Masses : la fonction spectrale du ρ	138
6.1.1 Introduction	138
6.1.2 Mesure du spectre basses masses en collisions $In - In$	139
6.1.3 Analyse des résultats	140
6.1.4 Comparaison de l'excès avec les prédictions théoriques	145
6.1.5 Modèle de Rupper et Renk (RR)	149
6.1.6 Approche de la brisure de la symétrie chirale	149
6.1.7 Conclusion	150
6.2 Basses Masses : le puzzle du ϕ	152
6.3 Masses intermédiaires : la nature de l'excès	155
6.3.1 Analyse standard "à la NA50"	155
6.3.2 Analyse en tenant compte des "offsets" des muons	156

Dans ce chapitre, nous présentons les principaux résultats obtenus en collisions $In - In$ sur la fonction spectrale du ρ , sur la production du ϕ et sur la nature de l'excès de paires de muons dans la région des masses intermédiaires.

6.1 Basses Masses : la fonction spectrale du ρ

6.1.1 Introduction

A l'approche de la restauration de la symétrie chirale que l'on pourrait atteindre dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes (chapitre 1), une modification de la fonction spectrale des résonances de basse masse est attendue [Pisarski 82]. Cela peut se traduire, entre autres, par un changement des caractéristiques de ces résonances (masse, largeur) lorsqu'on augmente la température et la densité du milieu. Parmi ces résonances, le ρ (770 MeV) est la plus importante en raison de son couplage au canal $\pi\pi$ et de sa durée de vie de 1,3 fm/c seulement, plus courte que celle du milieu dense et chaud ("*fireball*") créé par l'interaction.

La plupart des travaux théoriques actuels [Pisarski 82, Dominguez 93, Pisarski 95, Chanfray 96, Rapp 00a] indiquent que la largeur du ρ devrait augmenter lors de l'approche de la région de transition. Par contre, en ce qui concerne la masse du ρ , les différentes approches théoriques prédisent des comportements variés. Ainsi, certaines théories prévoient une diminution de la masse [Pisarski 82, Brown 91, Li 95, Brown 02, Hatsuda 92], d'autres ne montrent aucun changement de la masse [Chanfray 96, Rapp 00a] et enfin, une, prédit une augmentation de la masse [Pisarski 95]. Les prédictions de ces différentes approches, en ce qui concerne l'évolution de la masse et de la largeur de cette résonance, sont résumées dans le tableau 6.1.

	Masse du ρ	Largeur du ρ
Pisarski 1982 [Pisarski 82]	\searrow	\nearrow
Brown/Rho 1991 [Brown 91]	\searrow	\longrightarrow
Hatsuda/Lee 1992 [Hatsuda 92]	\searrow	\longrightarrow
Dominguez <i>et al.</i> 1993 [Dominguez 93]	\longrightarrow	\nearrow
Pisarski 1995 [Pisarski 95]	\nearrow	\nearrow
Chanfray 1996 [Chanfray 96]	\longrightarrow	\nearrow

Tableau 6.1 : Prédictions théoriques concernant les propriétés du méson ρ près de la transition de phase de QCD.

La situation théorique concernant les modifications par rapport au vide subies par le ρ dans un milieu dense et chaud n'est donc pas claire. CERES (voir chapitre 1) a mesuré le spectre basses masses dans le canal e^+e^- dans les collisions $Pb - Au$ et a montré l'existence d'un surplus de production de diélectrons au-delà de 0,2 GeV/c. Ce surplus est généralement attribué à l'annihilation $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow e^+e^-$. En raison de la faible statistique et de la mauvaise résolution en énergie, il n'est pas possible de caractériser les changements subis par le ρ dans le milieu créé. Par contre, NA60, grâce à son excellente résolution en masse, peut apporter des informations précieuses sur ce sujet. Nous décrirons par la suite les résultats obtenus de l'analyse des interactions $In - In$ à 158 GeV/c [Arnaldi 06].

6.1.2 Mesure du spectre basses masses en collisions $IN - IN$

Après reconstruction des données, on sélectionne les événements ayant un seul vertex dans la région cible pour éviter les réinteractions. On associe ensuite les traces de muons du spectromètre avec celles du télescope à vertex. On procède alors à la soustraction du bruit de fond combinatoire puis à celle des fausses associations de traces (voir chapitre 4).

La figure 6.1 montre le spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés, du bruit de fond, des traces correspondant à des associations VT - spectromètre à muons incorrectes, et du signal proprement dit, intégré en centralité. Après la soustraction des différentes sources de bruit, il reste $\sim 360\,000$ paires de muons entre 0 et 2 GeV/c, ce qui représente environ 50 % de la totalité de la statistique disponible (4000 A). Le rapport signal sur bruit est de 1/7. Le taux d'associations de traces incorrectes représente moins de 10 % du bruit de fond combinatoire. Pour la première fois dans des collisions d'ions lourds, les vecteurs mésons ω et ϕ sont clairement séparés dans le canal leptonique. On peut même observer la décroissance $\mu\mu$ du η . La résolution en masse invariante du ϕ est de 23 MeV/c².

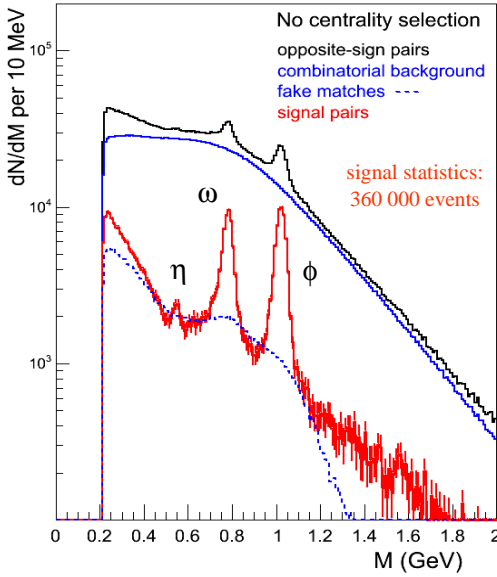


Figure 6.1 : Spectres en masse invariante des dimuons de signes opposés (noir), du bruit de fond combinatoire (bleu) et de celui provenant des mauvaises mises en concordance (tireté bleu), et du signal résultant (rouge) [Damjanovic 06].

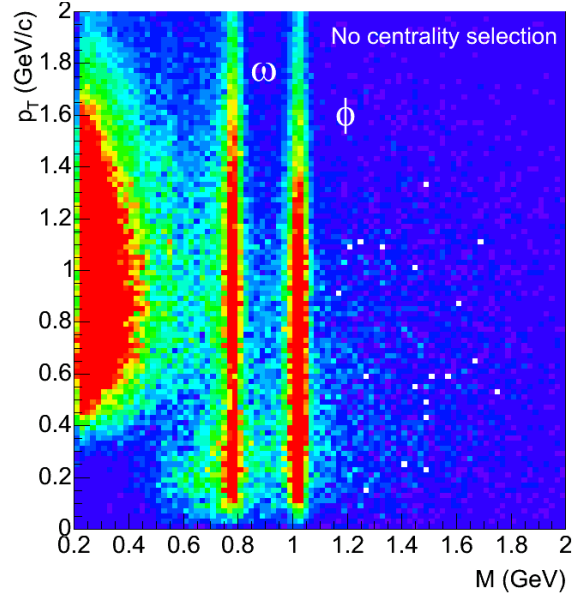


Figure 6.2 : Espace des phases du signal dans le plan masse- p_T [Damjanovic 06].

Comparé aux résultats de CERES, NA60 a été capable d'améliorer la statistique de plus d'un facteur 1000 et la résolution en masse d'un facteur 2 - 3. L'espace des phases couvert dans le plan masse- p_T est représenté sur la figure 6.2 et l'acceptance en fonction de la masse pour différentes zones en impulsion transverse dans la figure 6.3. L'acceptance intégrée est d'environ 1 % dans la région des basses masses. La couverture en rapidité est de $3,3 < y < 4,3$ pour le ρ à bas p_T , comparée à $3 < y < 4$ pour le J/ψ .

Les données ont été analysées pour 4 tranches de centralité des collisions définies par l'intermédiaire de la multiplicité des particules chargées mesurées dans le détecteur de vertex. La figure 6.4 montre les différents spectres de multiplicité pour des dimuons mis en concordance issus de paires de muons de signes opposés, du bruit de fond combinatoire et du signal proprement dit. Les données sont séparées selon les quatre zones suivantes :

$\left\{ \begin{array}{l} \text{Périphérique} \\ \text{Semi-périphérique} \\ \text{Semi-centrale} \\ \text{Centrale} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} : dN/d\eta = 4-28 \text{ traces} \\ : dN/d\eta = 28-92 \text{ traces} \\ : dN/d\eta = 92-160 \text{ traces} \\ : dN/d\eta > 160 \text{ traces} \end{array} \right.$
---	---

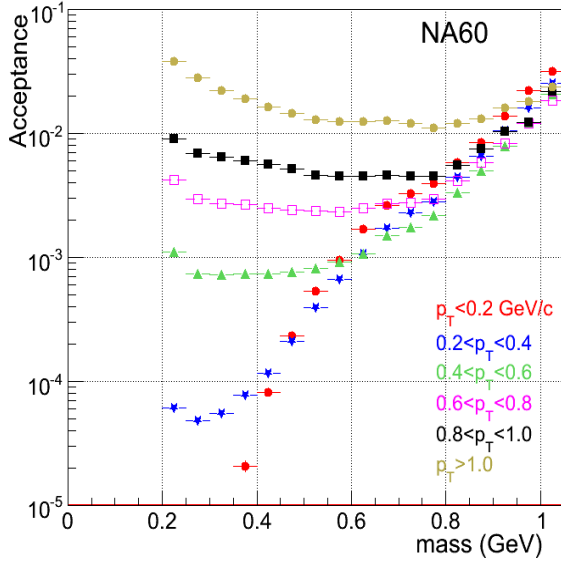


Figure 6.3 : Acceptance en fonction de la masse pour différentes zones en p_T .

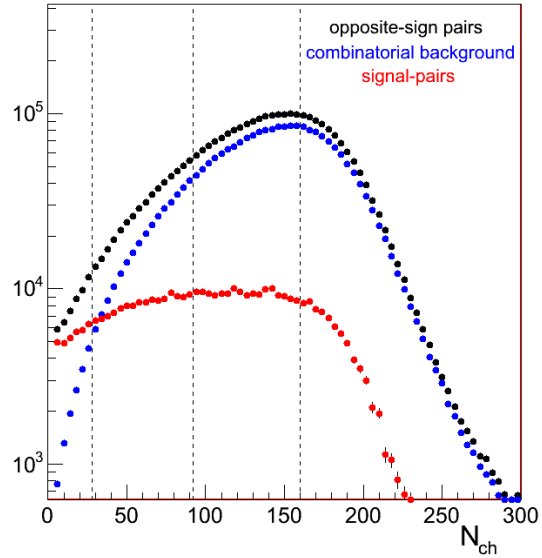


Figure 6.4 : Distribution de la multiplicité des traces, après leur mise en concordance, pour les événements de paires de muons de signes opposés (noir), du bruit de fond combinatoire (bleu), et du signal (rouge) [Damjanovic 06].

6.1.3 Analyse des résultats

La stratégie d'analyse consiste à effectuer les étapes ci-dessous :

- Comprendre les données périphériques.
 - Ajuster le spectre en masse des données périphériques avec les sources attendues.
 - Extraire les taux de production des différentes sources.
 - Vérifier si l'acceptance est bien comprise.
- Étudier ensuite les données des collisions plus centrales.

On sait qu'il existe un excès de production observé par CERES et dont la nature n'est pas connue. On devra donc :

- Isoler l'excès par soustraction des sources connues.
- Comparer l'excès mesuré aux prédictions théoriques.

a. Analyse des données périphériques

Les données périphériques peuvent être décrites par les décroissances électromagnétiques des mésons neutres (le cocktail hadronique) et celles des mésons charmés ouverts ($D\bar{D}$). Les paires de muons issues des décroissances des résonances (η , ρ , ω , ϕ) et Dalitz (η , η' , ω) ont été simulées à l'aide du générateur GENESIS [Agakichiev 98, Damjanovic 03] puis injectées dans GEANT pour leur transport à travers les détecteurs et reconstruites avec les mêmes coupures que les données. L'ajustement sur les données a été fait jusqu'à 1,4 GeV/c et comprend cinq paramètres : les rapports de production η/ω , ρ/ω , ϕ/ω , $D\bar{D}$ et une normalisation globale. Le rapport de production $\eta'/\eta = 0,12$ est fixé [Agakichiev 98]. L'analyse a été faite à la fois pour les données intégrées en impulsion transverse p_T et pour les 3 zones en p_T suivantes : $p_T < 0,5$; $0,5 < p_T < 1$ et $p_T > 1,5$ GeV/c.

Le résultat de l'ajustement sur les données de la zone périphérique, intégrées en p_T , est présenté sur la figure 6.5 de gauche. Il reproduit très bien le spectre observé.

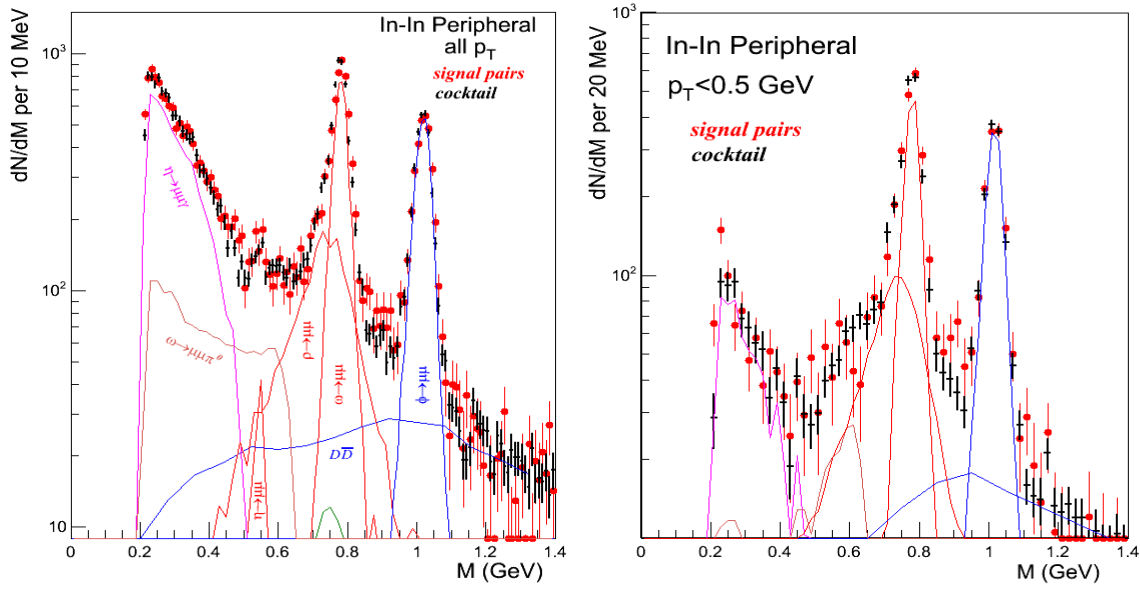


Figure 6.5 : Spectre en masse de la zone périphérique auquel est superposé le cocktail hadronique sans sélection en p_T (à gauche) et avec une sélection en $p_T < 0,5$ GeV (à droite) [Damjanovic 06].

La figure 6.5 de droite représente le spectre en masse de la zone périphérique auquel est superposé le cocktail hadronique, mais avec une sélection en $p_T < 0,5$ GeV. On constate que la région du η (faible M, faible p_T) est très bien décrite. Malgré une acceptance plus faible (figure 6.3) dans cette région de masse, la très bonne qualité de l'ajustement des données montre que l'acceptance est bien évaluée.

La figure 6.6 montre les rapports des sections efficaces des mésons η , ρ , ϕ à celle du ω déduits de l'ajustement des données périphériques pour les trois zones de p_T . On peut voir que les rapports η/ω et ϕ/ω sont pratiquement indépendants de p_T . Les valeurs de η/ω sont en bon accord avec celles existantes pour les collisions $p - p$ et $p - Be$ [Agakichiev 98]. En revanche, le rapport ϕ/ω est supérieur à celui mesuré dans les collisions $p - p$ car une augmentation de la production du ϕ a été observée dans les collisions périphériques [Alessandro 03b]. Enfin, l'augmentation du rapport ρ/ω essentiellement à bas p_T indique que des contributions provenant d'annihilations $\pi\pi$ sont déjà présentes dans les collisions $In - In$ périphériques.

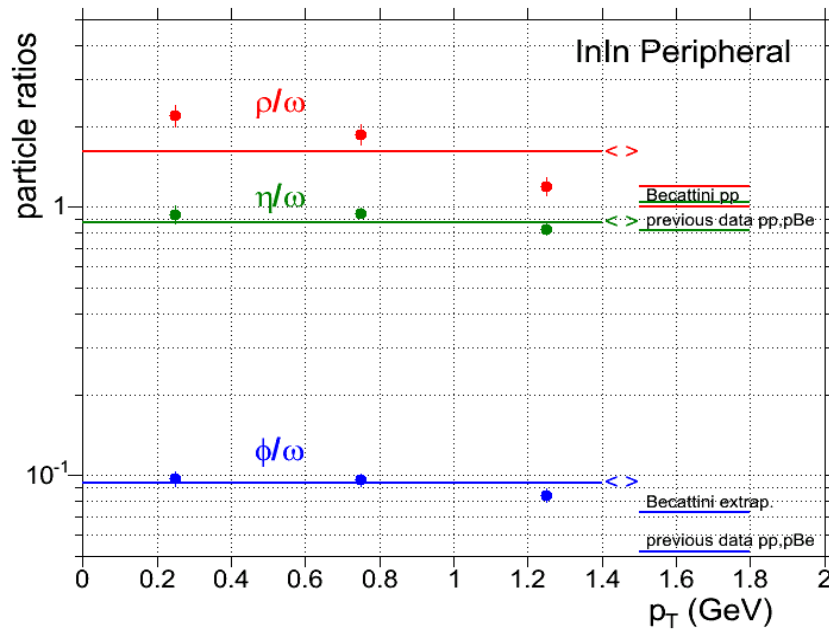


Figure 6.6 : Rapports des sections efficaces de production η/ω , ρ/ω et ϕ/ω en fonction de p_T , pour la classe de centralité périphérique [Scomparin 06].

En conclusion, les données périphériques sont très bien représentées par les sources connues et l'acceptance de l'appareillage expérimental à basse masse et bas p_T est également bien contrôlée.

b. Analyse des données plus centrales

Les données centrales ne peuvent plus être décrites par la procédure précédente à cause de la présence d'un excès, déjà observé par CERES, aux caractéristiques inconnues. Une autre méthode, qui minimise l'excès si excès il y a ("conservative"), a été employée : elle consiste à obtenir une limite basse d'un possible excès en fixant les différentes contributions du cocktail hadronique de la façon suivante :

- Les taux de production du ω et du ϕ sont déterminés de telle façon que, après soustraction de leur contribution, on obtienne un spectre variant de façon continue avec la masse.
- Le taux de η est fixé en imposant que sa contribution représente entièrement les données près du seuil, excluant ainsi tout éventuel excès dans cette région.

On peut ensuite soustraire des données le cocktail hadronique ainsi défini. Cette procédure est robuste et peu sensible à des variations de 10 % dans les ingrédients. La contribution du ρ ("cocktail ρ ") est obtenue à partir du rapport $\rho/\omega = 1,2$ (on parlera de cocktail hadronique "conservatif").

La figure 6.7 montre la comparaison entre un cocktail hadronique "conservatif" et les données pour les quatre zones de centralités différentes.

On constate un excès au-dessus du cocktail qui augmente avec la centralité.

Pour pouvoir obtenir la forme de cet excès, on soustrait le cocktail hadronique (sans le ρ) des données. Les figures 6.8 et 6.9 montrent le résultat de cette soustraction sans sélection de centralité et pour les quatre zones de centralité respectivement.

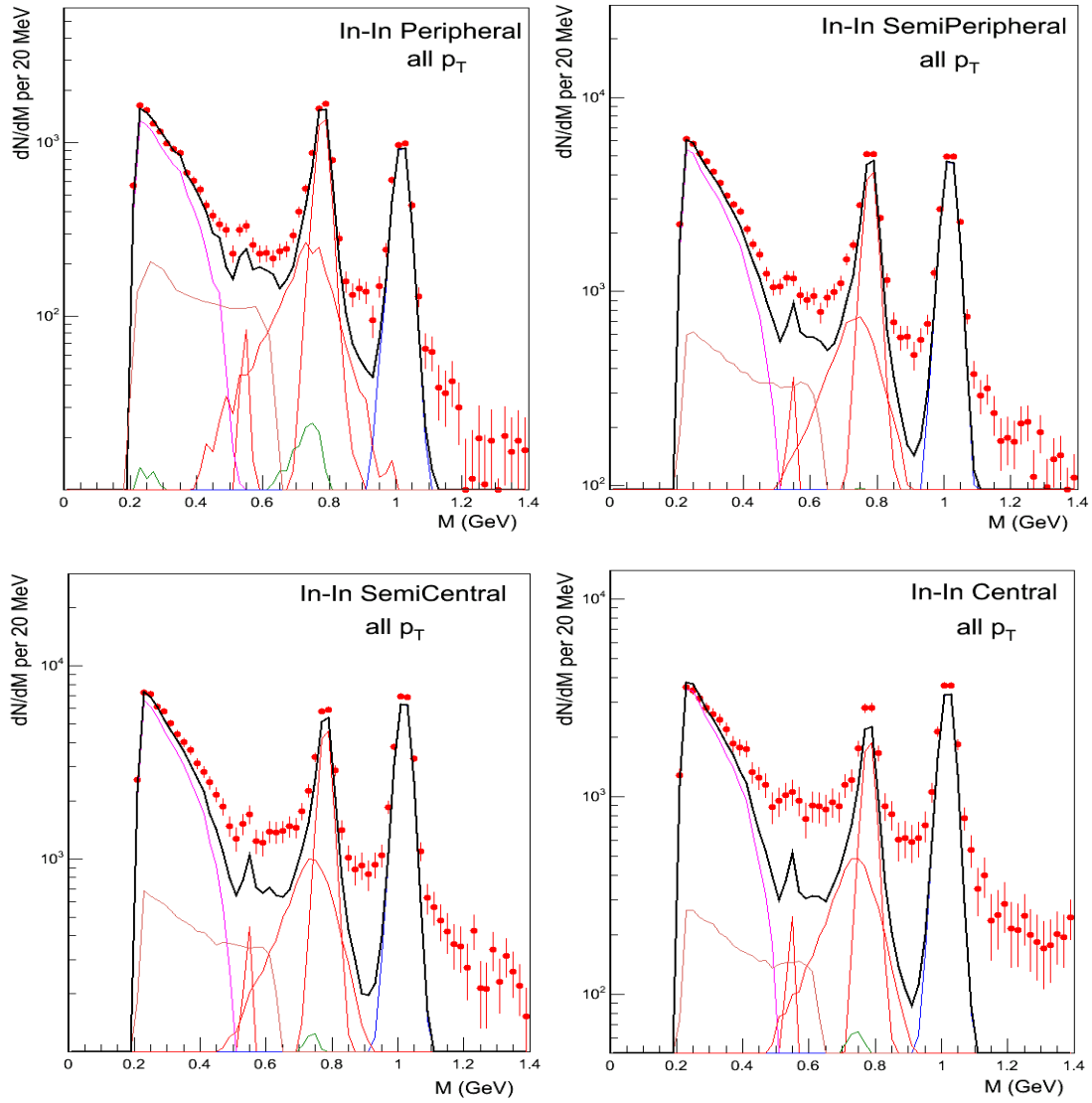


Figure 6.7 : Ajustement par un cocktail hadronique des données dans la région des basses masses pour les zones périphérique (en haut à gauche), semi-périphérique (en haut à droite), semi-centrale (en bas à gauche) et centrale (en bas à droite) [Damjanovic 06].

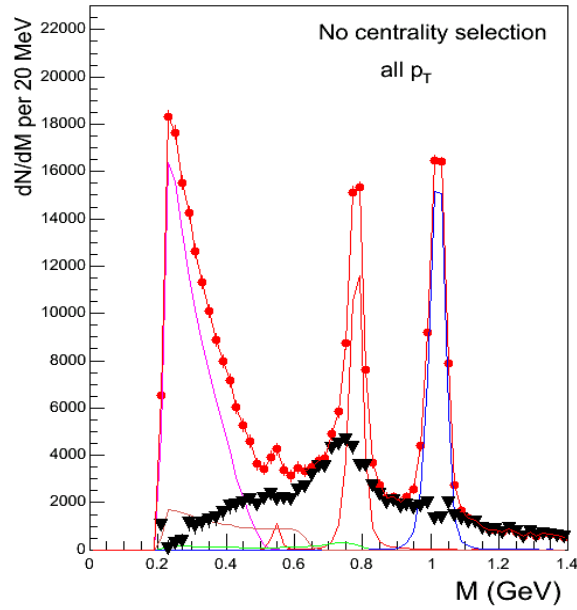


Figure 6.8 : Extraction de l'excès. Sur cette figure sont superposés les données (points rouges), les contributions des diverses sources du cocktail hadronique (lignes de différentes couleurs), la différence avec les données, l'excès (triangles noirs) et la somme des contributions des sources et de l'excès (courbe rouge passant par les points) [Damjanovic 06].

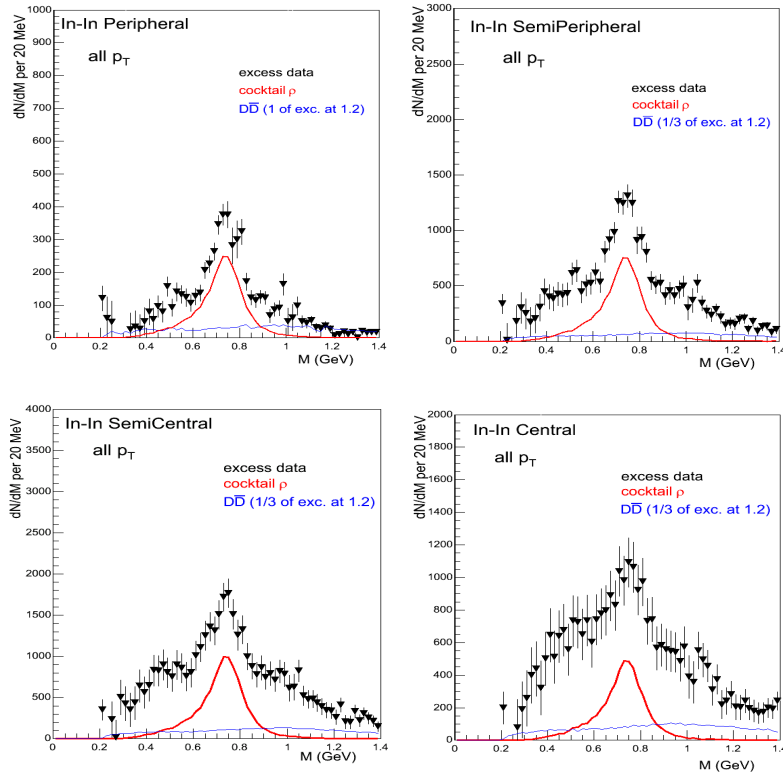


Figure 6.9 : Distributions en masse de l'excès de dimuons dans les quatre zones de centralité. Le “cocktail ρ ” (rouge) et la contribution du charme ouvert (bleu) sont indiqués par comparaison. Les erreurs sont purement statistiques [Damjanovic 06].

On observe un net excès au-dessus du ρ , centré à la position nominale du ρ et qui augmente avec la centralité. Notons que, dans ces spectres, la contribution du charme ouvert n'a pas été retirée.

La variation de l'excès, normalisé par la contribution du ρ calculée à partir du cocktail hadronique "conservatif", est représentée en fonction de la centralité sur la figure 6.10 pour plusieurs tranches en p_T . Il en ressort que l'excès croît avec la centralité, plus fortement à bas p_T .

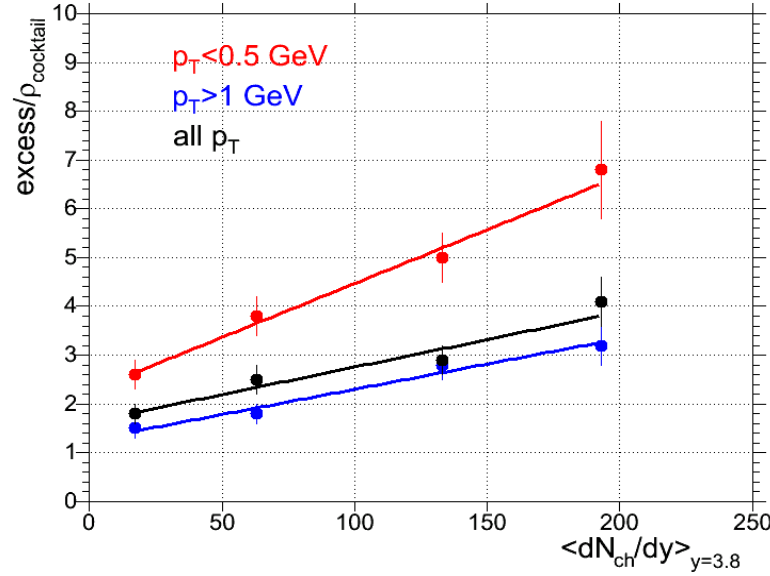


Figure 6.10 : Augmentation relative de l'excès en fonction de la centralité pour différentes tranches en p_T [Damjanovic 06].

6.1.4 Comparaison de l'excès avec les prédictions théoriques

La distribution du nombre de paires de muons en fonction de la masse peut s'écrire :

$$dN_{\mu\mu}/dM \approx f(M) \times \langle \exp(-M/T) \rangle \times \langle \text{fonction spectrale} \rangle \quad (6.1)$$

Dans la figure 6.11, on a simulé un rayonnement thermique (courbe rouge) basé sur une fonction spectrale blanche (qui ne dépend pas de la masse). Après avoir pris en compte l'acceptance de NA60, on obtient une distribution en masse indépendante de la masse.

On voit donc, propriété très intéressante du dispositif expérimental de NA60, que son acceptance compense grossièrement les facteurs de l'espace de phase et mesure directement la fonction spectrale.

Comme on l'a déjà signalé, l'origine de cet excès est attribuée à l'annihilation $\pi\pi$ en ρ suivi de sa désintégration en $\mu\mu$. Comme on l'a vu, plusieurs modèles théoriques prédisent soit un élargissement du ρ dans le milieu RW [Chanfray 96, Rapp 00a] soit un déplacement du centroïde du ρ (BR) [Hatsuda 92, Brown 02]. Rapp *et al.* [Rapp 03] ont calculé la forme de la distribution de l'excès pour ces modèles dans le cas des collisions $In - In$ et une centralité $dN_{ch}/d\eta = 140$ avec la même évolution spatio-temporelle de la boule de feu, prenant explicitement en compte aussi bien les variations de la température que de la densité baryonique.

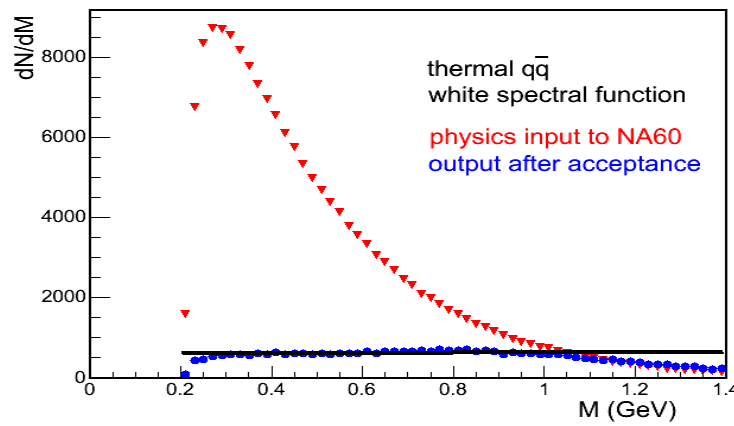


Figure 6.11 : Convolution des prédictions théoriques d'un rayonnement thermique basée sur une fonction spectrale blanche par l'acceptance de NA60.

Les taux théoriques sont convolués par l'acceptance de NA60 et normalisés aux données dans l'intervalle de masse $< 0,9$ GeV. Les résultats sont présentés sur la figure 6.12.

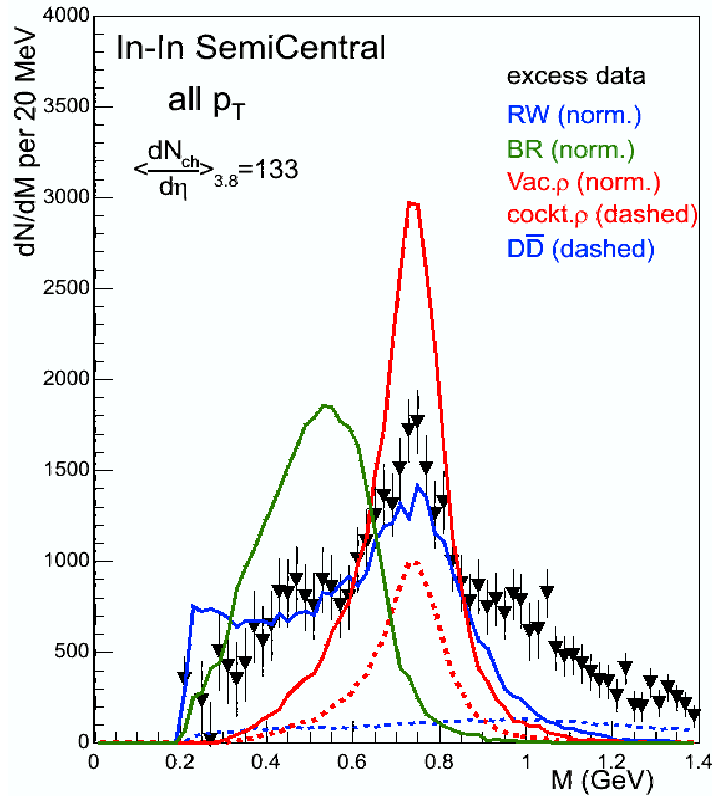


Figure 6.12 : Comparaison entre la distribution en masse de l'excès de la zone semi-centrale (triangles pleins) et les différents modèles théoriques qui prédisent soit un élargissement du ρ dans le milieu (RW) [Rapp 03] (bleu) soit un déplacement du centroïde du ρ (BR) [Hatsuda 92, Brown 02] (vert). La courbe continue rouge représente le ρ non modifié, la courbe en pointillés rouges la contribution du cocktail hadronique et enfin la courbe en pointillés bleus concerne la contribution du charme ouvert.

La courbe en rouge représente le ρ non modifié (du vide) et celle en pointillés rouges la contribution du ρ donnée par le cocktail hadronique “conservatif”. Il apparaît clairement qu’un décalage significatif du centroïde du ρ (courbe verte) est exclu et que son élargissement (courbe bleue) rend mieux compte des résultats.

On peut vérifier sur la figure 6.13 que cette conclusion reste la même si on sélectionne des régions de bas (à gauche) et de hauts p_T (à droite).

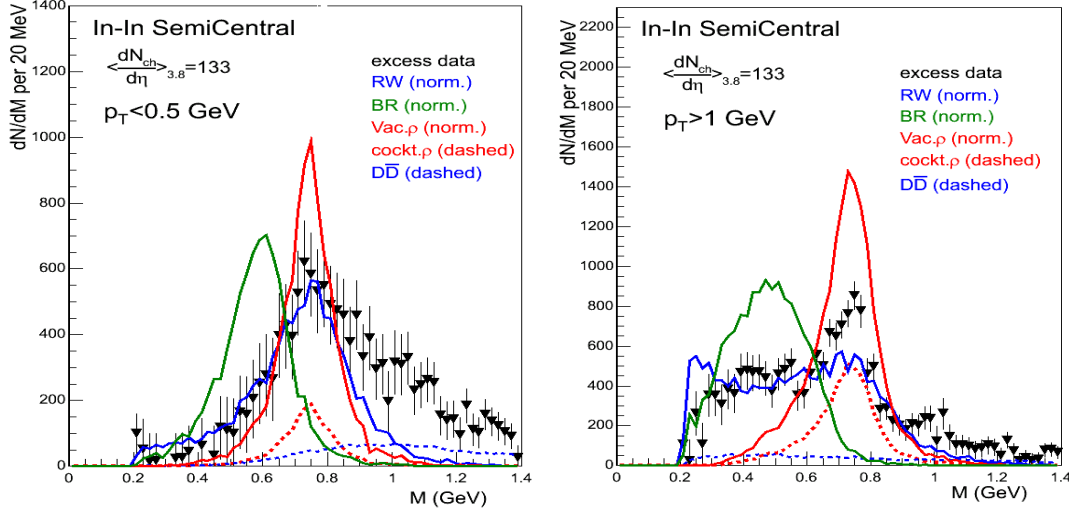


Figure 6.13 : Dépendance en p_T de l’excès dans la zone semi-centrale.

Depuis la présentation de ces résultats à la conférence “*Quark Matter 2005*” [Damjanovic 05], de nombreux nouveaux développements théoriques sont apparus. En voici une liste non exhaustive : [Brown 05a, Brown 05b, Rapp 06a, Rapp 06b, Renk 05a, Renk 05b, Renk 06a, Skokov 06, Dusling 06].

Nous présenterons les calculs récents obtenus par Hees et Rapp [Rapp 06b], Renk et Ruppert [Renk 06a] et Dusling *et al.* [Dusling 06].

a. Modèle de Hees et Rapp (RH)

Le taux de production des paires de leptons par une source thermique est intégré sur l’évolution spatio-temporelle de la boule de feu. La température initiale du QGP est de 197 MeV, la transition vers la matière hadronique a lieu à $T = 175$ MeV et l’évolution du système créé se termine au gel thermique ($T \sim 120$ MeV) à un temps de 7 fm/c. Les modifications des résonances et du ρ en particulier sont évaluées à partir d’une approche à plusieurs corps (“*many-body*”) hadroniques. Au-delà de 1 GeV, les états 4π dominent et sont implémentés dans le modèle. Sur la figure 6.14, les différentes contributions (ρ , ω , ϕ , 4π et QGP) sont comparées aux données $IN - IN$ en collisions centrales. On voit que la somme des contributions représente bien les données (figure 6.14 à gauche). L’importance des effets de milieu sur le ρ peut être vue sur la figure 6.14 de droite où les effets des baryons (courbe violette) et tous les effets de milieu sont retirés.

Dans le même article, les auteurs considèrent le scénario d’une diminution de la masse du ρ en utilisant la même évolution spatio-temporelle du “*fireball*”.

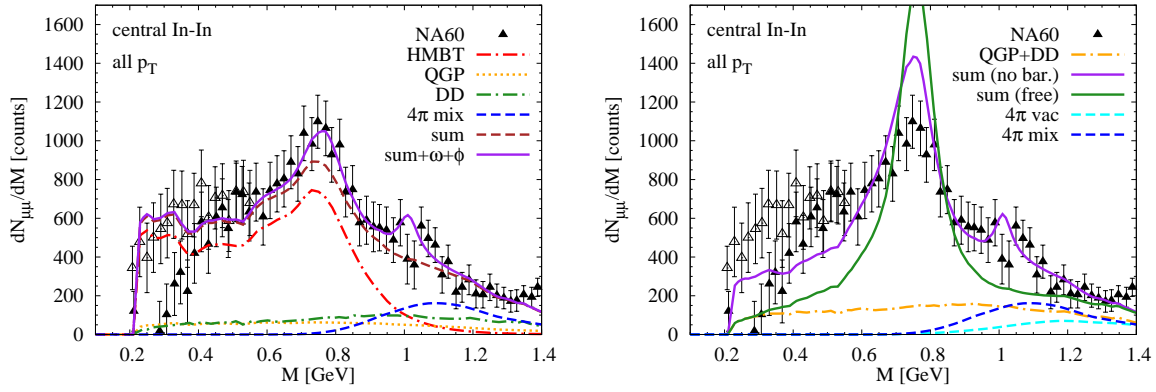


Figure 6.14 : Excès de dimuons observé par NA60 en collisions $In - In$ centrales comparé au spectre thermique $\mu^+ \mu^-$ prédit par le modèle de Hees et Rapp [Rapp 06b]. A gauche : les différentes contributions du modèle et leur somme. A droite : prédiction du modèle après avoir enlevé les effets des baryons ou les effets de milieu.

La masse effective du ρ , m_ρ^* , dans le milieu de température T et de densité ρ_B est paramétrée de la façon suivante :

$$m_\rho^* = m_\rho (1 - C \rho_B / \rho_0) [1 - (T/T_c)^2]^\alpha \quad (6.2)$$

avec $C = 0,15$ déduit des règles de somme de QCD. Les résultats sont présentés sur la figure 6.15 pour différentes valeurs de α .

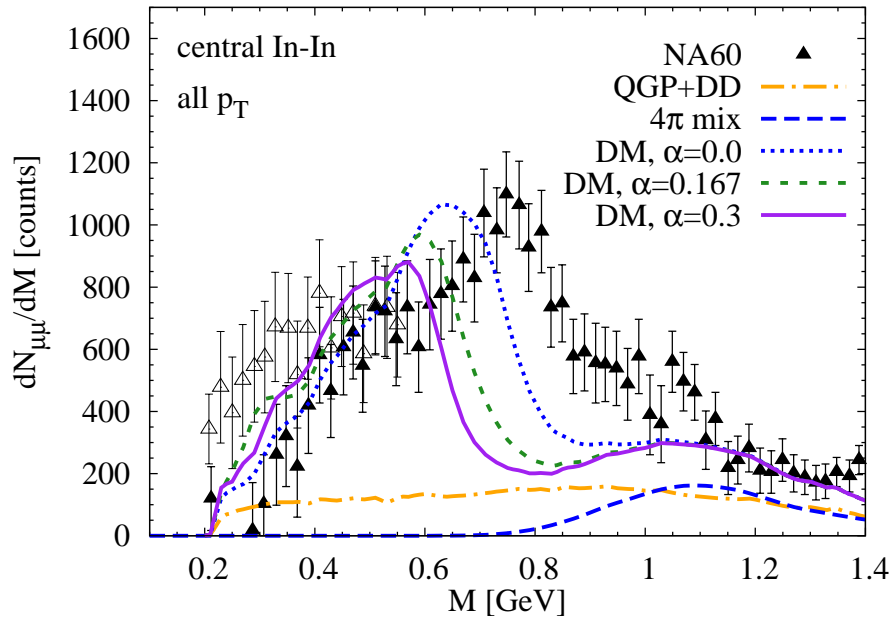


Figure 6.15 : Comparaison de l'excès observé par NA60 en collisions $In - In$ centrales avec un modèle théorique prédisant une diminution de la masse du ρ [Rapp 06b]. La normalisation absolue du spectre est la même que dans la figure 6.14.

On voit que si la partie basse du spectre est bien représentée, il n'en est pas de même dans la région du pic qui est sous-estimée. Une modification de la loi de variation de la masse du ρ ne change pas cette conclusion qui exclut donc un modèle avec une diminution de la masse du ρ .

6.1.5 Modèle de Rupper et Renk (RR)

Dans le modèle de Rupper et Renk (RR), la fonction spectrale du ρ est déterminée à partir de l'interaction du ρ avec les pions chauds et les effets des baryons ne sont pas pris en compte :

$$D_\rho(M, q; T) = [M^2 - m_\rho^2 - \Sigma_\rho \pi\pi]^{-1} \quad (6.3)$$

On tient compte également du rayonnement thermique en paire $\mu^+\mu^-$ dans la phase partonique ainsi que de la décroissance du ρ à la fin de l'évolution thermique du système.

Les paramètres de l'évolution spatio-temporelle du système créé dans les collisions $In - In$ sont déduits de ceux déterminés en collision $Pb - Au$. La température initiale est de $T = 250$ MeV, la durée de vie du système de 7,5 fm/c jusqu'au gel thermique ($T = 130$ MeV). Les prédictions de ce modèle sont tracées sur la figure 6.16.

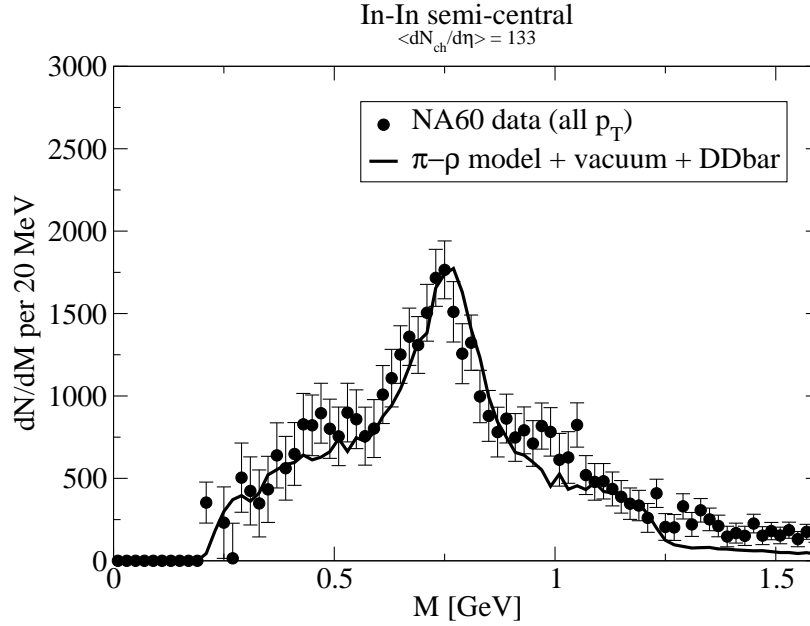


Figure 6.16 : Comparaison des données avec le modèle RR [Renk 06b].

Ce modèle reproduit de manière satisfaisante les données et indique également un élargissement du ρ dans le milieu formé dans l'interaction.

6.1.6 Approche de la brisure de la symétrie chirale

Le modèle de Dusling *et al.* [Dusling 06] donne accès au taux de dimuons en intégrant leur production durant toute l'expansion spatio-temporelle de la boule de feu à l'aide d'un modèle hydrodynamique. Il suppose qu'il existe un plasma en interaction forte au-delà de la température

de transition T_c et que le spectre de dimuons provient des annihilations $q\bar{q}$. Après hadronisation, les auteurs font l'hypothèse qu'il se forme un gaz hadronique dilué dont le taux d'émission en dimuons peut être évalué en admettant la brisure de la symétrie chirale. Les prédictions de ce modèle pour les collisions $In - In$ dans les conditions du SPS sont indiquées sur la figure 6.17.

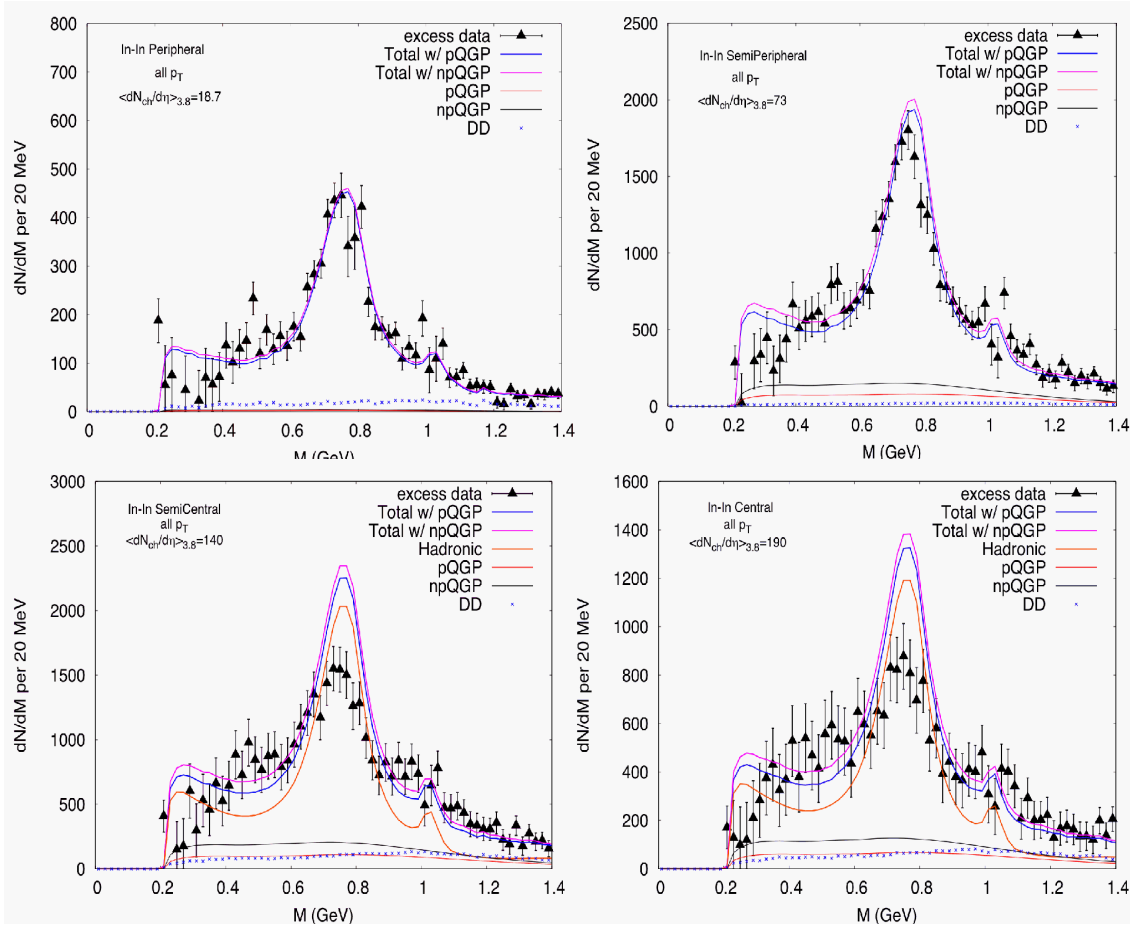


Figure 6.17 : Comparaison entre l'excès observé par NA60 et les prédictions du modèle de Dusling et al. [Dusling 06] pour quatre fenêtres de centralité. Les contributions de la phase QGP perturbative et non perturbative, de la phase hadronique et les contributions DD sont représentées.

Ce modèle donne une description raisonnable des données mais surestime le pic central du ρ d'autant plus que la centralité est grande.

6.1.7 Conclusion

De cette étude, il ressort que l'annihilation des pions semble être une contribution majeure à l'excès de paires de leptons observé à basse masse dans les collisions d'ions lourds au SPS. Il ne semble pas y avoir de déplacement de la masse du ρ mais plutôt un élargissement de celle-ci.

Du point de vue théorique, tous les modèles prédisant une modification importante de la masse du ρ ne sont donc pas confirmés par les données. Par contre, ceux qui prédisent un élargissement les reproduisent. Il n'est cependant pas clair que cet élargissement soit dû principalement à la température ou à la densité du milieu créé.

Notons pour finir que l'étude des distributions en impulsions transverses de l'excès devrait contraindre également les modèles théoriques. C'est ce que l'on constate sur la figure 6.18. Les prévisions théoriques de Hees-Rapp (RH) et Ruppert-Renk (RR) ne parviennent pas à reproduire le comportement de l'excès entre 0,6 et 0,9 GeV/c² en fonction de la masse transverse et diffèrent fortement entre elles. Cette analyse est en cours.

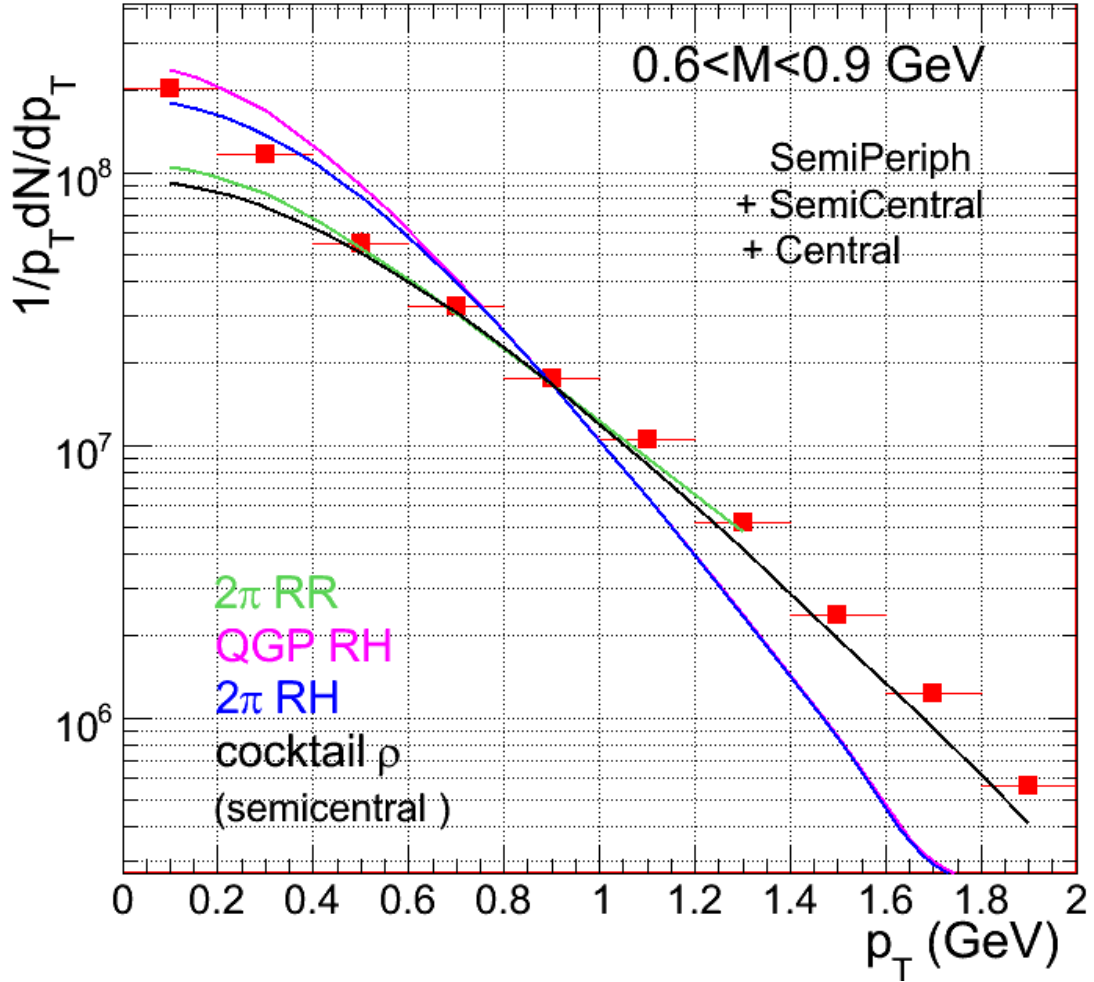


Figure 6.18 : Distribution en masse transverse de l'excès de la fenêtre en masse $0,6 < M < 0,9$ GeV. Les prédictions théoriques des modèles RR et RH ainsi que le cocktail du ρ ont été superposées aux données.

6.2 Basses Masses : le puzzle du ϕ

Rappelons que l'étude de la production du méson ϕ est motivée par le fait qu'il est directement relié à l'augmentation de l'étrangeté attendue dans le QGP [Rafelski 82]. Cette étude a été réalisée au CERN SPS à travers sa décroissance soit en paires de kaons pour l'expérience NA49 soit en paires de muons pour l'expérience NA50. Ces deux expériences ont obtenu des résultats différents pour le paramètre T qui représente l'inverse de la pente de la distribution en impulsion transverse (voir chapitre 1). En particulier, NA49 [Afanasiev 00] a observé une augmentation significative du paramètre T avec la centralité, tandis que NA50 [Alessandro 03b] ne montrait pas de dépendance de T . Il faut noter cependant que l'acceptance de NA50 est limitée aux grandes impulsions transverses ($p_T > 1,1$ GeV/c) mais que NA49 présente une couverture plus importante.

L'expérience NA60 peut mesurer très proprement le canal $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ avec une excellente couverture en p_T et a également accès, en principe, au canal kaonique $\phi \rightarrow K^+ K^-$, en combinant toutes les traces reconstruites dans le télescope à vertex (sans identification des particules).

Les données ont été sélectionnées de la même façon que celle décrite au paragraphe précédent. Elles ont été découpées en cinq classes de centralité définies par le détecteur de vertex, et, dans chacune d'elle, le spectre en masse était ajusté avec une superposition de sources attendues, en laissant libre les paramètres des rapports de sections efficaces η/ω , ρ/ω et ϕ/ω et la normalisation du continuum (voir paragraphe précédent sur la méthode d'analyse).

Les spectres en impulsion transverse p_T du ϕ ont été extraits en considérant les événements dans la fenêtre en masse $0,98 < M_{\mu\mu} < 1,06$ GeV/c² après la soustraction du bruit de fond. La distribution en p_T du continuum sous le pic du ϕ a été estimée en sélectionnant deux fenêtres en masse de part et d'autre du ϕ , $0,88 < M_{\mu\mu} < 0,92$ GeV/c² et $1,12 < M_{\mu\mu} < 1,16$ GeV/c², puis soustraite à la distribution en p_T de la fenêtre du ϕ . Ces fenêtres peuvent être visualisées sur la figure 6.19 de gauche. Sur la figure 6.19 de droite sont indiquées les distributions en impulsion transverse correspondantes.

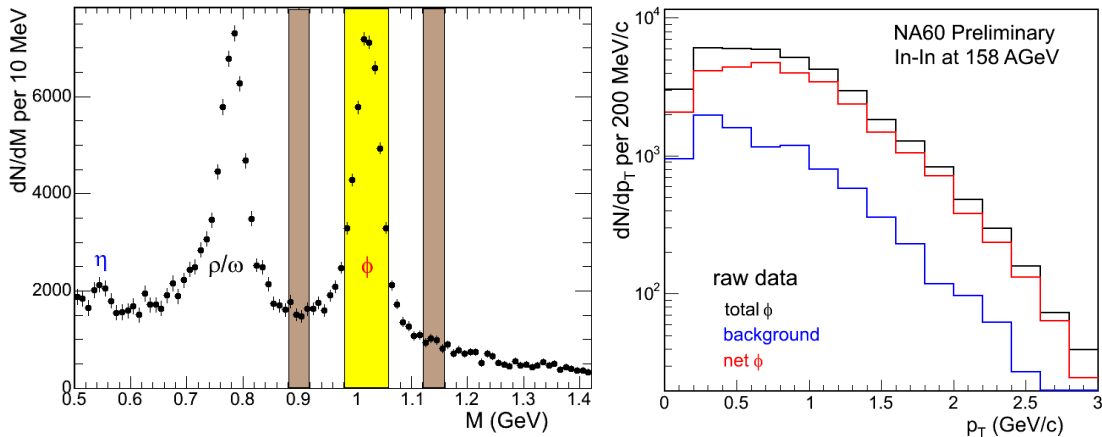


Figure 6.19 : Positionnement des fenêtres autour du ϕ sur le spectre en masse (à gauche) et distributions en impulsion transverse correspondantes (à droite) : aux données (noir) est soustraite la contribution du continuum (bleu). Le signal obtenu est en rouge.

Les spectres résultants ont été corrigés de l'acceptance en utilisant une correction Monte-Carlo à deux dimensions (y, p_T) que l'on peut voir figure 6.20.

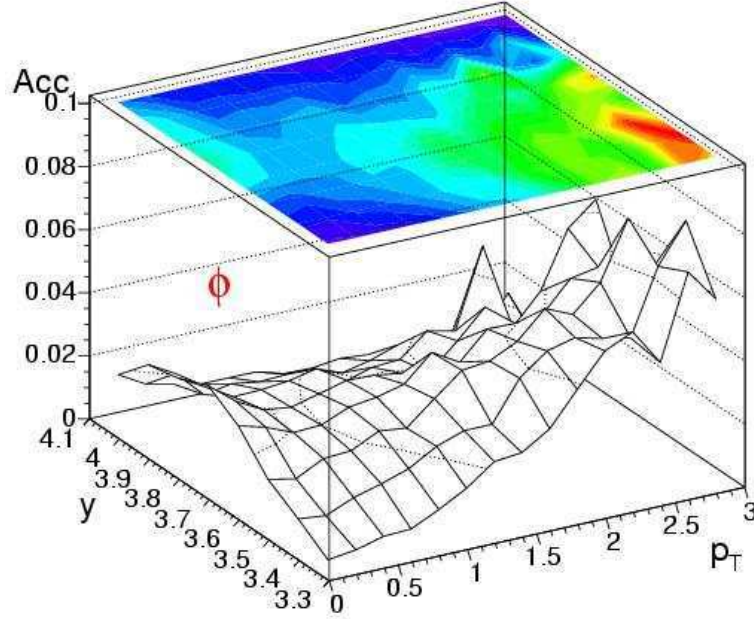


Figure 6.20 : Acceptance calculée par Monte-Carlo en fonction de la rapidité y et de l'impulsion transverse p_T .

Les spectres en impulsion transverse $1/p_T dN/dp_T$ sont représentés sur la figure 6.21 pour les cinq tranches de centralité (identiques aux zones du paragraphe précédent, la zone la plus périphérique a été subdivisée en 2). Ces spectres ont été ajustés avec une forme $\sim e^{-m_T/T}$.

Les valeurs de T extraites de l'ajustement sont représentées dans la figure 6.22 en fonction du nombre de participants, ainsi que les résultats des expériences NA49 et NA50.

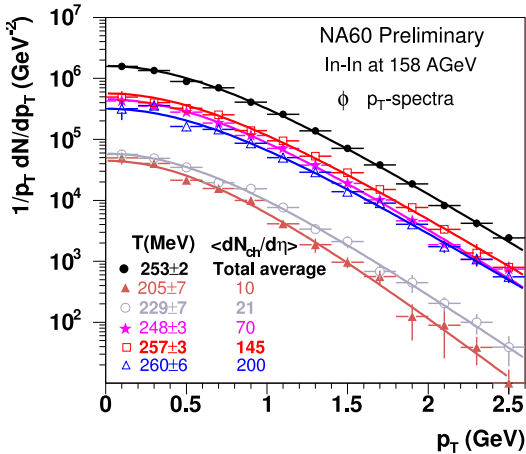


Figure 6.21 : Distribution en impulsion transverse pour différentes centralités en collisions $In - In$.

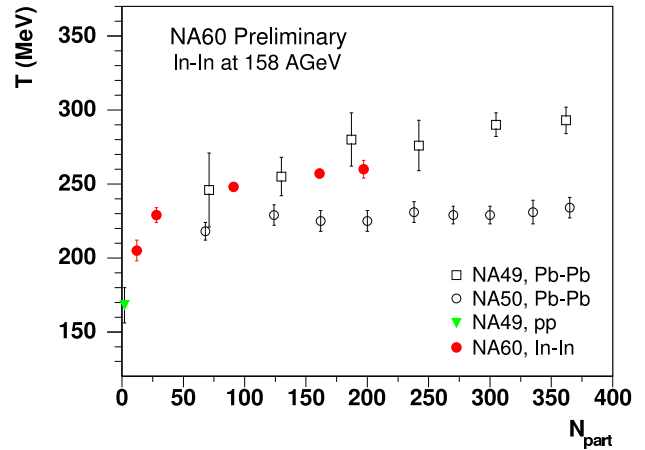


Figure 6.22 : Pente inverse T en fonction du nombre de participants, mesurée dans les expériences NA49, NA50 et NA60.

Le paramètre T augmente avec la centralité, en parfait accord avec les résultats de NA49. La valeur intégrée sur toutes les centralités est $T = 253 \pm 2$ MeV pour les données de NA60 en collisions $In - In$. Elle se trouve comprise entre les valeurs mesurées par NA49 pour des collisions $Si - Si$ (~ 220 MeV) et $Pb - Pb$ (~ 290 MeV) comme on le constate sur la figure 6.23.

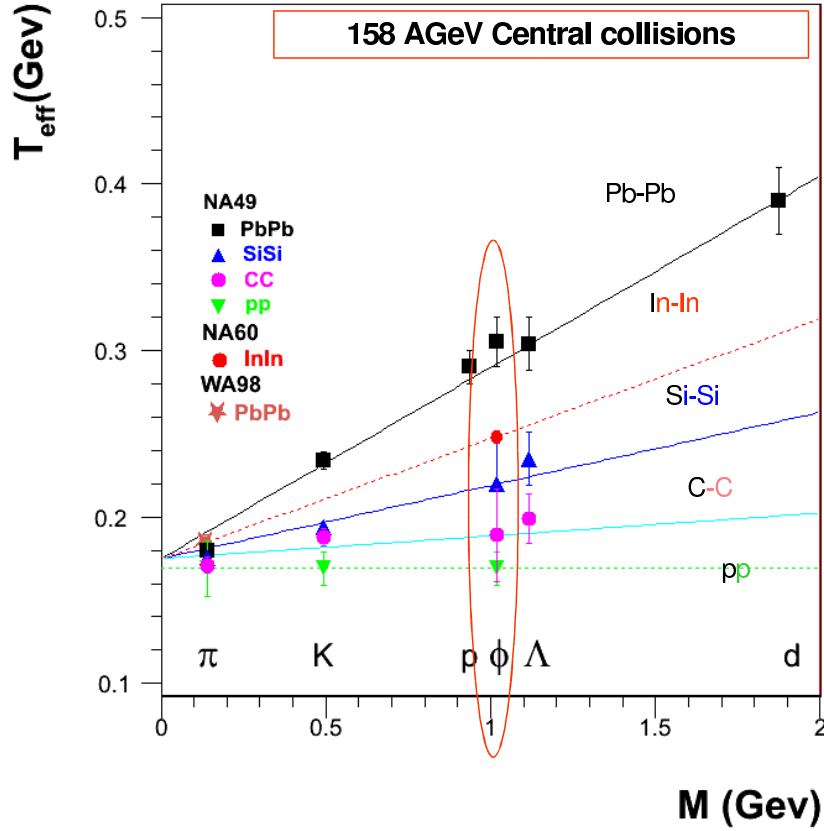


Figure 6.23 : Évolution du paramètre T pour plusieurs baryons (π , K , p , ϕ , Λ et d) et plusieurs types de collisions $p - p$, $C - C$, $Si - Si$, $In - In$ et $Pb - Pb$ centrales.

Par contre, la valeur de $T = 228$ MeV obtenue par NA50 en collisions $Pb - Pb$ est plus faible que celle attendue à partir de la variation du paramètre T en fonction de la masse.

On peut donc conclure que :

- les mesures de NA60 semblent être en accord avec les valeurs de NA49 ;
- la différence entre les mesures de NA49 et NA50 ne peut pas être attribuée au fait que les canaux de désintégration mesurés sont différents.

NA60 peut également étudier le canal $\phi \rightarrow K^+ K^-$ grâce aux traces reconstruites dans le télescope à vertex. L'identification des K étant impossible, toutes les traces sont assimilées à des kaons et combinées afin d'extraire la masse invariante. L'important bruit de fond combinatoire peut être réduit par l'application de coupures cinématiques et soustrait en utilisant la technique de mélange d'événements. Cette méthode d'analyse est en cours de développement et permettra de comparer dans la même expérience les résultats dans les deux canaux. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, CERES a pu faire ce type de mesure et trouvé un comportement similaire en $K^+ K^-$ et $e^+ e^-$.

6.3 Masses intermédiaires : la nature de l'excès

Comme on l'a vu dans le chapitre 1, dans la région des masses intermédiaires, entre le ϕ et le J/ψ , les expériences au SPS ont observé dans les collisions d'ions lourds un excès de production de dimuons par rapport aux sources attendues : DRELL-YAN et désintégration des paires de mésons charmés $D\bar{D}$. Les résultats de NA50 peuvent être reproduits en considérant soit une production accrue de charme ouvert soit une production thermique de dimuons.

Le traitement des données $In - In$ est similaire à celui présenté pour la région des basses masses. Le domaine cinématique considéré est le suivant : $0 < Y_{cm} < 1$, $|\cos(\theta_{cs})| < 0,5$ et $1,2 < M_{\mu\mu} < 2,7$ GeV/c². La figure 6.24 présente la distribution en masse du signal après soustraction des différentes composantes du bruit de fond.

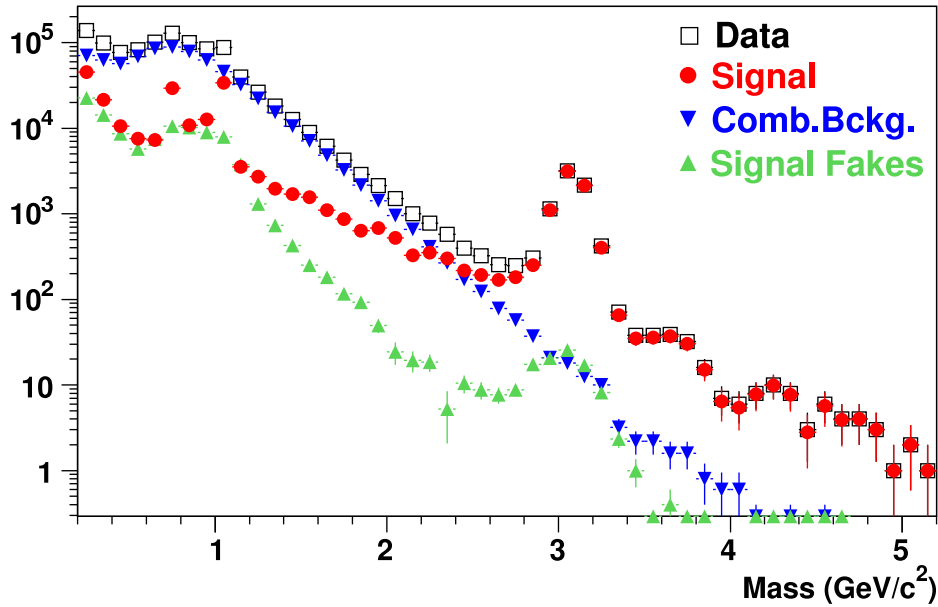


Figure 6.24 : Spectre en masse des dimuons de signes opposés, du bruit de fond combinatoire et de celui provenant des mises en concordance incorrectes [Shahoyan 05 EPJ].

6.3.1 Analyse standard “à la NA50”

Le spectre de masse a été analysé dans un premier temps de façon similaire à NA50, c'est-à-dire en le comparant aux taux attendus des contributions du DRELL-YAN et du charme ouvert. Elles ont été calculées à l'aide du générateur PYTHIA en utilisant CTEQ6M comme fonction de distribution des partons et EKS98 pour tenir compte des modifications apportées par le noyau. Un facteur $K = 1,8$ a été appliqué sur les résultats donnés par PYTHIA pour le DRELL-YAN. En ce qui concerne le charme ouvert, une section efficace de 12 $\mu\text{b/nucléon}$ a été prise, conformément à la valeur déduite des analyses $p - A$ de NA50.

La figure 6.25 montre le résultat de cette analyse. On voit clairement que la somme des contributions DRELL-YAN + charme sous-estime les données. Si on laisse libre la contribution du

charme, celle-ci augmente de 80 % et l'accord avec les données est bien meilleur. Ce résultat est en accord avec les observations de NA50.

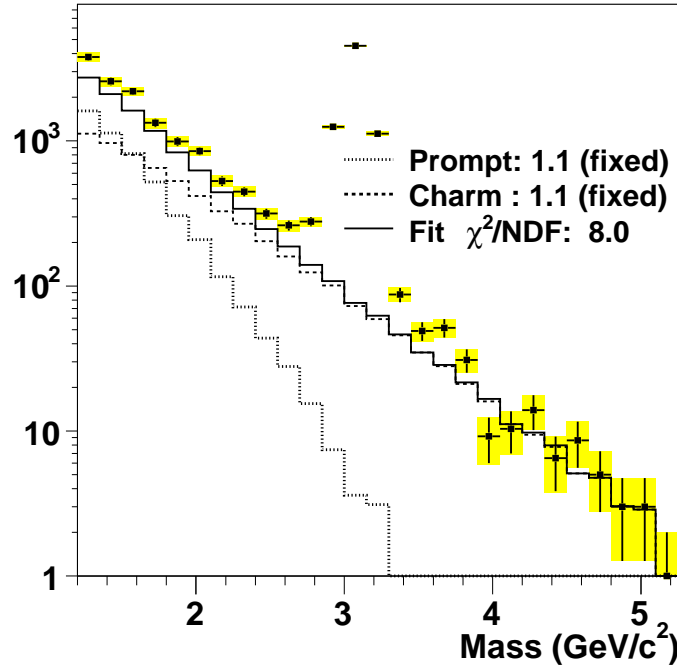


Figure 6.25 : Ajustement du spectre en masse invariante dans la région des masses intermédiaires. Les contributions individuelles attendues du DRELL-YAN et du charme ouvert sont également représentées.

6.3.2 Analyse en tenant compte des “offsets” des muons

Grâce à la présence du télescope à vertex dans NA60, il est possible d’aller plus loin dans la recherche de l’origine de l’excès observé. En effet, NA60 a accès aux “offsets” des muons individuels par rapport au vertex d’interaction, c’est-à-dire à la distance dans le plan transverse passant par le vertex entre celui-ci et chacun des muons. Cette information est extrêmement utile pour distinguer les muons provenant de sources promptes (comme le DRELL-YAN) des muons provenant de la décroissance des particules à longue durée de vie, comme les mésons D ($c\tau_{D^0} = 123 \mu\text{m}$ et $c\tau_{D^\pm} = 311,8 \mu\text{m}$).

La figure 6.26 montre pour le J/ψ (source prompte) la résolution de l’“offset” en X (plan de courbure des traces) et en Y en fonction de l’inverse de l’impulsion.

On voit que la résolution de l’“offset” $\sim 50 \mu\text{m}$ est suffisante pour distinguer les sources promptes de celles comme le D . On remarque également que la résolution dépend de l’impulsion. Pour éliminer cette dépendance, on exprime les “offsets” sous la forme suivante :

$$\Delta\mu = \sqrt{\frac{1}{2}(\Delta x^2 V_{xx}^{-1} + \Delta y^2 V_{yy}^{-1} + 2\Delta x \Delta y V_{xy}^{-1})} \quad (6.4)$$

où Δx et Δy sont les différences entre les coordonnées transverses du muon extrapolé au vertex et celles du vertex. V^{-1} est l’inverse de la matrice d’erreur qui tient compte des erreurs sur

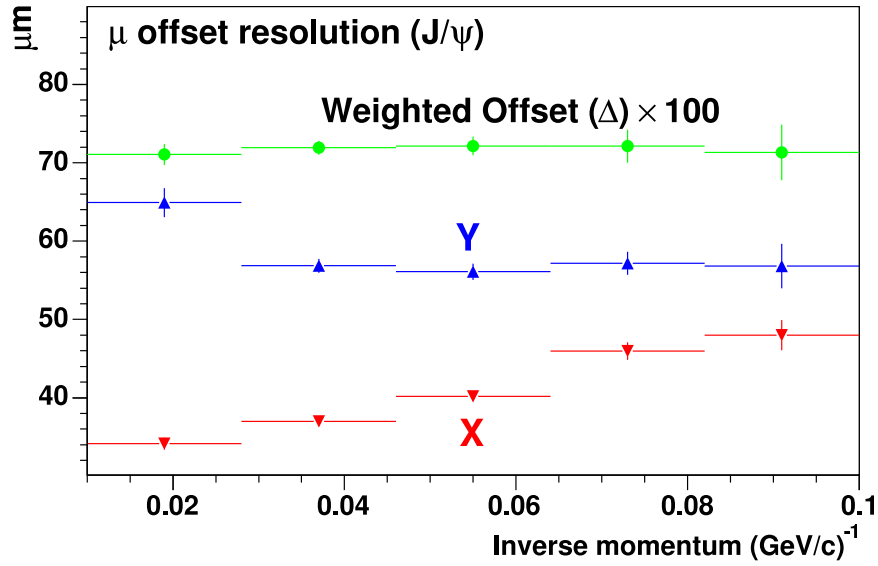


Figure 6.26 : Résolutions en X et Y des “offsets” des muons en fonction de l’inverse de l’impulsion.

la détermination des coordonnées du vertex et sur les paramètres cinématiques du muon. Les “offsets” de deux muons d’un événement sont combinés en une seule variable $\Delta_{\mu\mu}$ (l’“offset” du dimuon) définie de la façon suivante :

$$\Delta_{\mu\mu} = \sqrt{\frac{1}{2}(\Delta_{\mu 1}^2 + \Delta_{\mu 2}^2)} \quad (6.5)$$

La figure 6.26 montre la distribution des “offsets” pondérés des muons multipliée par un facteur 100. On voit qu’elle est indépendante de l’impulsion.

La distribution des “offsets” des dimuons des données correspondant à la zone cinématique analysée est présentée sur la figure 6.27. Ce spectre est ensuite comparé à la superposition des distributions attendues pour les dimuons du DRELL–YAN (prompts) et ceux du charme ouvert. Pour ce qui est de la contribution prompte, les distributions expérimentales des “offsets” du J/ψ et du ϕ ont été utilisées. Pour le charme, c’est la forme Monte-Carlo qui a été introduite, convenablement élargie pour tenir compte des effets de résolution du détecteur que l’on peut estimer à partir des différences entre les distributions d’“offsets” du J/ψ expérimentale et Monte-Carlo.

La figure 6.27 montre le résultat de l’ajustement en fixant la contribution du DY à celle attendue. On constate que la distribution des “offsets” du charme est trop large pour pouvoir reproduire les données. Par contre, si on laisse varier librement les deux contributions, on obtient une bonne description du spectre comme on peut le voir dans la figure 6.28. Dans ce cas, la contribution du charme ouvert correspond à celle qui est attendue (en accord avec les données $p - A$ de NA50) alors que la contribution prompte est environ deux fois celle prévue pour le DRELL–YAN.

La figure 6.29 montre le rapport entre l’excès et le nombre de participants (en unité arbitraire car on suppose que ce nombre est proportionnel au taux de production de l’ ω) pour trois tranches en centralité. On voit que l’excès normalisé par le nombre de participants croît avec la centralité.

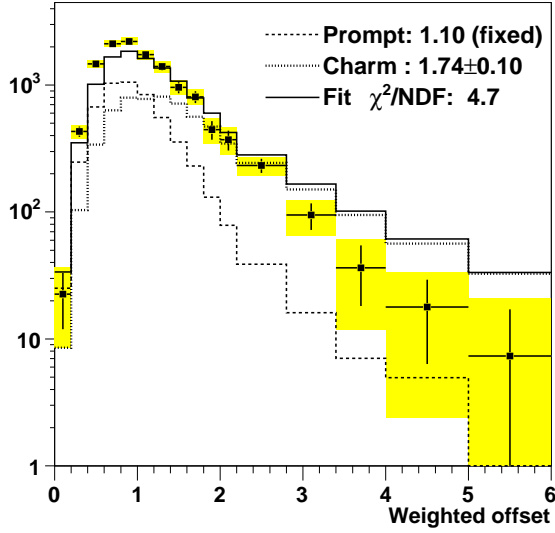


Figure 6.27 : Ajustement de la distribution des “offsets” en laissant libre la contribution de charme ouvert.

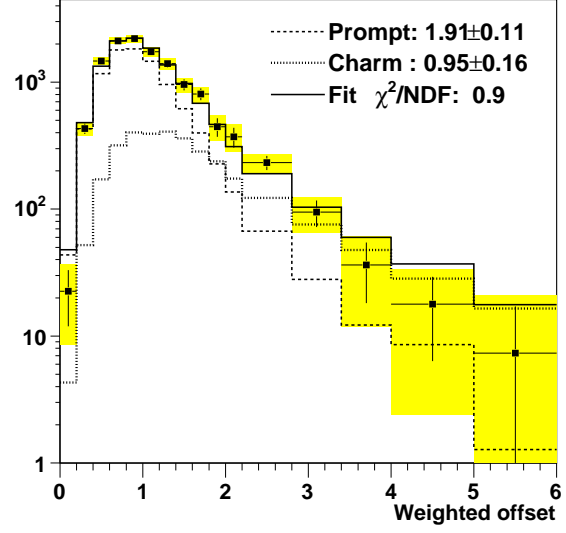


Figure 6.28 : Ajustement de la distribution des “offsets” en laissant libre les contributions de charme ouvert et prompts.

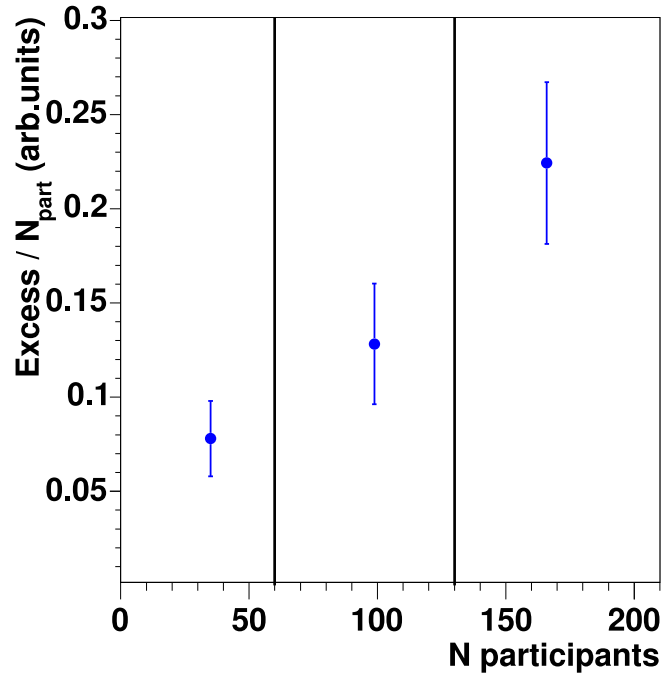


Figure 6.29 : Rapport entre l'excès et le nombre de participants (en unité arbitraire) en fonction de la centralité.

Si l'excès de dimuons provenait d'un processus de production combinatoire, comme l'annihilation de paires $q\bar{q}$ originaires d'une "soupe partonique" en équilibre thermodynamique, qui pourrait être créé dans le cas d'une formation d'un QGP, alors on s'attend à ce que l'excès de dimuons augmente quadratiquement avec N_{part} . Les données semblent compatibles avec cette évolution. Pour pouvoir conclure, il faudrait une analyse plus complète des données et notamment une étude de la distribution en impulsion transverse de l'excès.

La conclusion qui se dégage de cette analyse est que l'excès observé dans la région des masses intermédiaires provient d'une source prompte. Cet excès augmente plus rapidement que linéairement avec le nombre de participants.

Résultats NA60 en collisions $In - In$: région du J/ψ

Sommaire

7.1	Introduction	162
7.2	Sélection des événements	163
7.2.1	Sélection des données	163
7.2.2	Sélection de la centralité	163
7.2.3	Stabilisation du signal de déclenchement dimuon	164
7.2.4	Sélection par le IC	164
7.2.5	Sélection par le BS	165
7.2.6	Sélection de la cible d'interaction	166
7.2.7	Coupures cinématiques	166
7.2.8	Sélection pour les PC et les VT dimuons	166
7.3	Analyse standard de la production du J/ψ	167
7.3.1	Méthode	167
7.3.2	Résultats	172
7.4	Analyse de la production du J/ψ avec le VT	174
7.4.1	Principe de la méthode	174
7.4.2	Sélection des données	174
7.4.3	Analyse des PC dimuons avec une seule cible	174
7.4.4	Analyse des PC dimuons en sommant toutes les cibles	177
7.4.5	Analyse des VT dimuons en sommant toutes les cibles	182
7.5	Analyse de la production du J/ψ avec le ZDC	183
7.6	Comparaison des résultats obtenus avec le VT et le ZDC	185
7.7	Comparaison avec les modèles théoriques	185
7.7.1	Modèle des co-voyageurs	185
7.7.2	Modèle de dissociation et régénération	186
7.7.3	Modèle de percolation	187
7.8	Conclusion	187

7.1 Introduction

Comme on l'a vu dans le chapitre 1, l'étude de la production du J/ψ dans les collisions $Pb - Pb$ par l'expérience NA50 a montré que celle-ci était plus faible que celle attendue à partir des mesures en p-noyaux. Il est intéressant de vérifier que cette suppression de la production du J/ψ existe dans un autre système comme $In - In$. De plus, le changement de géométrie pourrait apporter des indications sur la variable à l'origine de cette suppression. Sur la figure 7.1 est représentée la variation de la longueur de matière parcourue L en fonction du nombre de participants N_{part} pour différents systèmes en collision. On voit que la corrélation entre ces variables varie suivant le système considéré.

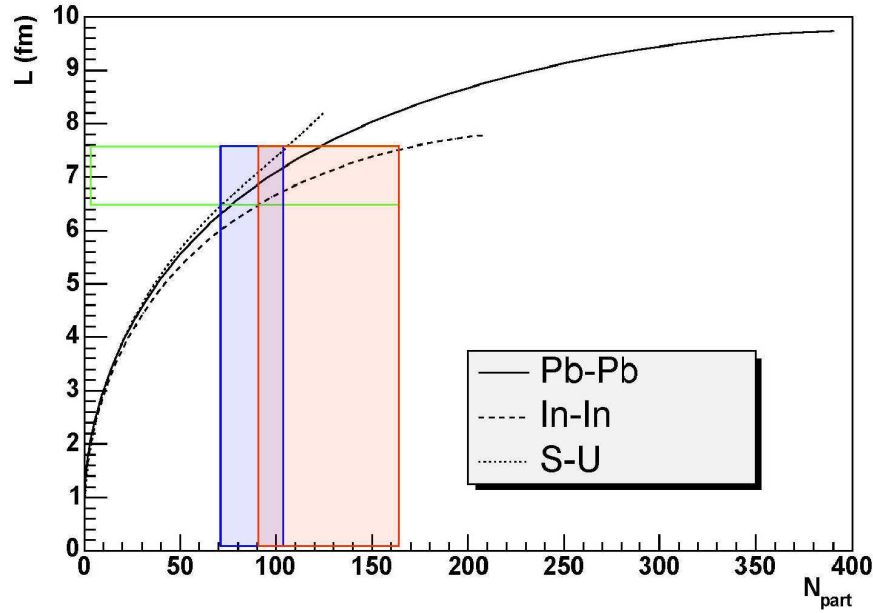


Figure 7.1 : Évolution de L en fonction de N_{part} pour trois systèmes : $Pb - Pb$, $In - In$ et $S - U$.

L'étude de la production du J/ψ peut être faite, comme dans NA38/NA50, en la comparant à celle du DRELL-YAN (DY) ("analyse standard"). L'avantage de ce type d'analyse est qu'un certain nombre d'incertitudes sur les efficacités et la luminosité disparaissent dans ce rapport. Cette analyse peut être effectuée en utilisant les dimuons du spectromètre uniquement (PC) ou ceux associés au télescope à vertex (VT). Néanmoins, comme nous le verrons, du fait de la statistique limitée des événements DRELL-YAN de haute masse, le nombre de tranches en centralité étudiées est faible. Pour éliminer ce problème, une autre méthode d'analyse a été utilisée : elle consiste à rapporter la distribution expérimentale d'un compteur de centralité (ZDC ou VT) pour le J/ψ à celle prédite par le modèle de Glauber en tenant compte de l'absorption nucléaire normale du J/ψ .

Après avoir parlé de la sélection des événements utilisée, nous exposerons les résultats sur la production du J/ψ selon les deux méthodes décrites.

7.2 Sélection des événements

Les données en $IN - IN$ ont été reconstruites deux fois. Nous présenterons les résultats avec cette deuxième reconstruction car :

- un bien meilleur alignement des chambres a permis d’atteindre une précision de positionnement de quelques μm .
- la qualité de la reconstruction des traces dans le télescope à vertex a été grandement améliorée comme on peut le voir sur la figure 7.2. La qualité des vertex reconstruits peut quant à elle être visualisée sur la figure 7.3 pour les deux productions.

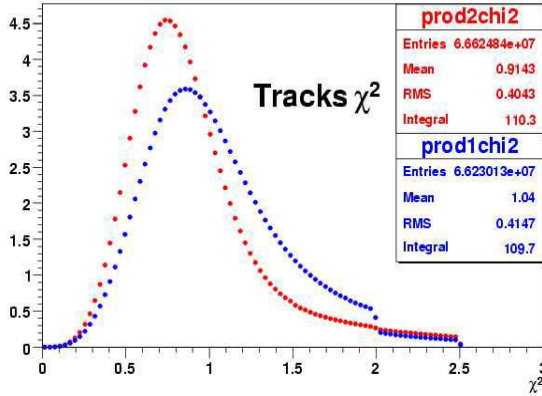


Figure 7.2 : Distribution du χ^2 des traces reconstruites dans le télescope de vertex dans les collisions $IN - IN$ pour les deux reconstructions des données (bleu : 1^{ère} reconstruction, rouge : 2^{ème} reconstruction).

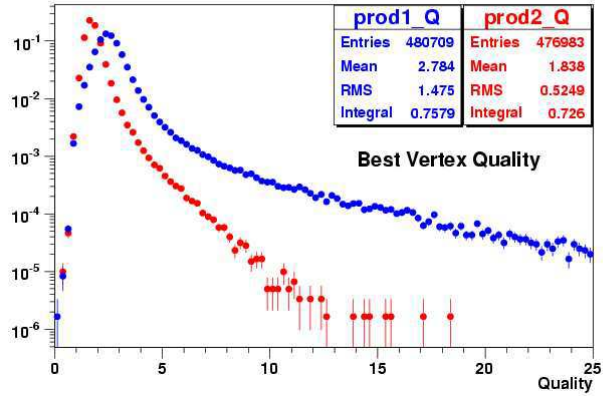


Figure 7.3 : Distribution de la qualité des vertex reconstruits dans les collisions $IN - IN$ pour les deux reconstructions des données (bleu : 1^{ère} reconstruction, rouge : 2^{ème} reconstruction).

7.2.1 Sélection des données

Cette sélection permet de ne conserver que les runs ayant un comportement stable vis-à-vis du nombre de traces reconstruites dans le télescope à vertex. La figure 7.4 montre l’évolution du nombre moyen de traces reconstruites par run en fonction du numéro du run pour les événements de biais minimum (à gauche) et dimuons (à droite). On peut remarquer que les événements dimuon procurent un nombre moyen de traces (~ 125) plus grand que les événements de biais minimum. Ceci s’explique par le fait que les événements dimuons sont en moyenne associés à des collisions plus centrales que les événements de biais minimum. Nous ne retiendrons que les runs dont la valeur moyenne est à $\pm 15\%$ de la valeur moyenne générale sur tous les runs.

7.2.2 Sélection de la centralité

Il y a deux façons d’évaluer la centralité des événements dans les collisions $IN - IN$.

- Avec le calorimètre à zéro degré qui mesure l’énergie déposée par les nucléons spectateurs. Les trois tranches en centralité utilisées dans l’analyse sont les suivantes :
 - tranche 1 : $0 < E_{ZDC} < 7$ TeV, $\langle N_{part} \rangle = 175$;
 - tranche 2 : $7 < E_{ZDC} < 11$ TeV, $\langle N_{part} \rangle = 123$;
 - tranche 3 : $11 < E_{ZDC} < 20$ TeV, $\langle N_{part} \rangle = 63$.
- Avec le télescope à vertex qui fournit la multiplicité des traces reconstruites.

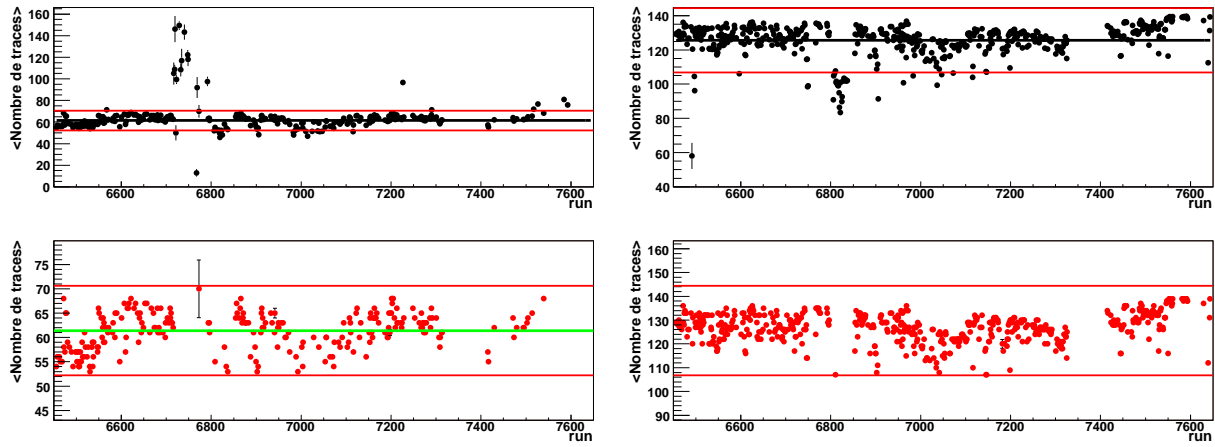


Figure 7.4 : Évolution du nombre moyen de traces reconstruites dans le VT par run en fonction du numéro du run pour les événements de biais minimum (à gauche) et dimuons (à droite). La valeur moyenne du nombre de traces par run est calculée pour tous les runs (figures du haut) et on ne conservera que les runs situés à $\pm 15\%$ de cette valeur (figures du bas).

Dans les deux cas, il est nécessaire d'éliminer des spectres dimuons les événements pouvant biaiser l'évaluation de la centralité. Les paragraphes suivants présentent brièvement plusieurs méthodes, fondées sur différents détecteurs, permettant d'y parvenir. Une description plus détaillée se trouve dans la thèse de P. Pillot [Pillot 05].

7.2.3 Stabilisation du signal de déclenchement dimuon

Le signal de déclenchement dimuon est généré lorsque deux traces valides synchrones sont reconstruites dans des sextants différents du spectromètre. Les fluctuations sur l'instant d'envoi du signal de déclenchement sont de l'ordre de 5 - 6 ns à la base. Or ce déclenchement est utilisé pour la lecture des informations analogiques et temporelles de différents détecteurs. Il est donc impératif de réduire le plus possible ses fluctuations. Pour cela, on le stabilise en le mettant en coïncidence avec le signal rapide délivré par le détecteur de faisceau BS. Comme on l'a vu au chapitre 3, la résolution sur le temps de déclenchement est de l'ordre de 0,5 ns. Un tel déclenchement stabilisé est appelé déclenchement TOJ. Nous retiendrons par la suite les événements pour lesquels le déclenchement TOJ est présent.

7.2.4 Sélection par le IC

Le compteur d'interaction IC permet d'éliminer les déclenchements de dimuons provenant d'interactions plus en aval (dans le ZDC ou dans l'absorbeur de faisceau) et d'étiqueter les événements comportant des empilements de plusieurs interactions. Le spectre en temps (en unité MHTR = 1,7 ns par canal) du signal délivré par le IC peut être visualisé sur la figure 7.5.

Les événements en dehors du pic central sont associés à la présence d'empilements de plusieurs interactions dans la fenêtre de lecture ou à une stabilisation fortuite du dimuon de déclenchement par un ion différent de celui ayant interagi. Pour éliminer ces événements, on impose la présence d'une seule collision dans la fenêtre $[-3,4]$ MHTR par rapport au temps d'arrivée du déclenchement et aucune autre dans l'intervalle de ± 7 MHTR pour éviter un empilement durant la fenêtre de lecture du ZDC (~ 15 ns).

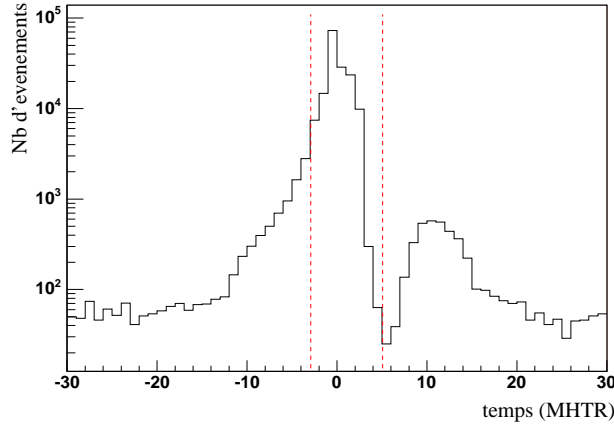


Figure 7.5 : Spectre en temps du IC pour quelques événements en unité MHTR (1,7 ns par canal) [Pillot 05].

7.2.5 Sélection par le BS

Pour supprimer les empilements de plusieurs interactions dans la fenêtre de lecture du ZDC, on peut également utiliser l'information temporelle du détecteur de faisceau BS. Le spectre en temps du signal délivré par un des plans du BS est indiqué sur la figure 7.6.

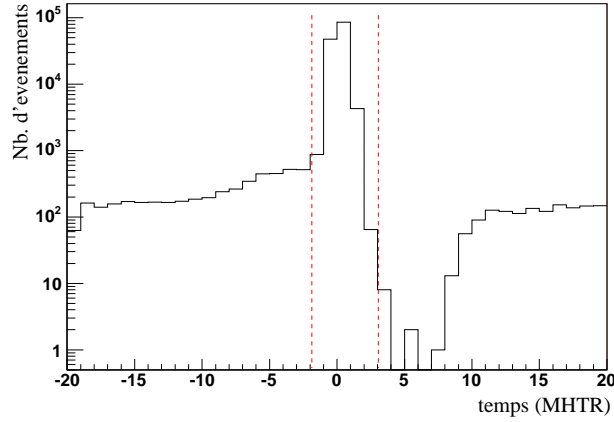


Figure 7.6 : Spectre en temps d'un des plans du BS pour quelques événements en unité MHTR (1.7 ns par canal) [Pillot 05].

La sélection adoptée est la suivante :

- 1 impact dans ± 2 MHTR sur au moins un plan ;
- aucun des quatre plans avec plus d'un impact dans ± 2 MHTR ;
- aucun des quatre plans avec un impact compris dans ± 7 MHTR autour du temps moyen des impacts dans ± 2 MHTR (sauf peut-être celui qui se trouve à ± 2 MHTR).

Une coupure plus stricte consiste à étendre à ± 80 MHTR la coupure précédente. Cette coupure sera utilisée lors de l'analyse des distributions de la multiplicité des traces dans le télescope à vertex.

7.2.6 Sélection de la cible d'interaction

En ce qui concerne le vertex d'interaction, il est nécessaire d'appliquer une sélection sur sa position. Elle consiste à éliminer les événements pour lesquels un ou plusieurs vertex ont été reconstruits à l'extérieur de la région cible. Cette dernière est définie de la façon suivante :

$$-3,4 \text{ cm} < z_{vertex} < 3,3 \text{ cm} \quad (7.1)$$

7.2.7 Coupures cinématiques

Afin de pouvoir comparer les résultats à ceux obtenus précédemment par NA38/NA50, il faut appliquer les mêmes coupures cinématiques :

$$2,92 < y_{lab} < 3,92 \quad -0,5 < \cos(\theta_{cs}) < 0,5 \quad (7.2)$$

où y_{lab} est la rapidité dans le référentiel du laboratoire et θ_{cs} l'angle d'un muon dans le référentiel de Collins-Soper (voir page 61).

7.2.8 Sélection pour les PC et les VT dimuons

a. Pour les PC dimuons

Pour les PC dimuons, le traitement utilisé pour rejeter les muons ne provenant pas de la région cible est le même que celui utilisé dans les analyses des données de NA50. Cette coupure, appelée " pD_{targ} ", est basée sur le calcul du produit de l'impulsion du muon p et de la distance D_{targ} dans le plan transverse passant par $z = 0$ (centre de la cible) entre l'axe du faisceau z et la position extrapolée du muon. On peut écrire : $D_{targ} = \sqrt{D_x^2 + D_y^2}$ où D_x et D_y sont les coordonnées suivant x et y de la trace dans le plan transverse passant par la cible. Si le faisceau n'est pas centré, on calcule la quantité suivante :

$$\chi_\mu^2 = \left(\frac{p \times (D_x - \langle D_x \rangle)}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{p \times (D_y - \langle D_y \rangle)}{\sigma_y} \right)^2 \quad (7.3)$$

où $\langle D_x \rangle$ ($\langle D_y \rangle$) est la position moyenne du faisceau suivant l'axe x (y).

On peut ainsi, pour chaque trace, calculer la probabilité suivante :

$$Prob(pD_{targ}) = \int_{\chi_\mu^2}^{+\infty} f(\chi^2) d\chi^2 \quad (7.4)$$

où $f(\chi^2)$ est la distribution de χ^2 (normalisée) à deux degrés de liberté. Si les distributions pD_x et pD_y sont Gaussiennes, alors la distribution de $Prob(pD_{targ})$ doit être plate.

La forme de cette distribution $Prob(pD_{targ})$ est représentée sur la figure 7.7 pour quelques événements. Les muons produits loin de la région cible ou ceux qui ont beaucoup diffusé ont une grande valeur de pD_{targ} , c'est-à-dire une petite valeur de $Prob(pD_{targ})$. On peut repérer ces événements sur la figure 7.7 puisqu'ils se trouvent dans le pic vers $Prob(pD_{targ}) = 0$. La sélection pD_{targ} consiste à supprimer tous les événements ayant une $Prob(pD_{targ})$ inférieure à une valeur seuil que nous prendrons égale à 10 %.

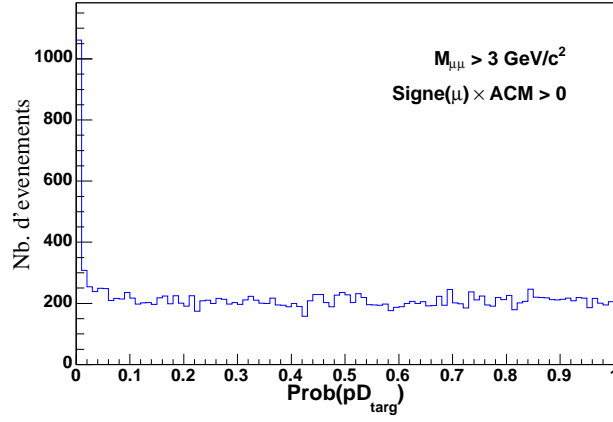


Figure 7.7 : Distribution de $Prob(pD_{targ})$ pour les données d’Indium de 2003 à 4000 A pour les dimuons ayant une masse $M_{\mu\mu} > 3 \text{ GeV}/c^2$ et le même signe que celui du courant dans ACM [Pillot 05].

b. Pour les VT dimuons

Le télescope à vertex donne accès au vertex de l’interaction $IN - IN$. Cependant, dans certains cas, plusieurs vertex sont reconstruits. Parmi eux, on gardera celui qui est reconstruit le plus en amont par rapport à la direction du faisceau que l’on appellera “meilleur vertex”. La précision de reconstruction du vertex d’interaction est de $\sim 200 \mu\text{m}$. En revanche, la résolution du vertex $z_{\mu\mu}$ d’émission du dimuon est de seulement $750 \mu\text{m}$ car il n’est reconstruit qu’avec les deux traces des muons. Pour être certain que le dimuon provienne du “meilleur vertex”, on appliquera la coupure ($VT_{\mu\mu}$) suivante :

$$|z_{\mu\mu} - z_{\text{meilleur vertex}}| \leq 0,2 \text{ cm} \quad (7.5)$$

où 0,2 cm représente trois fois environ la résolution sur la différence de position des deux vertex.

7.3 Analyse standard de la production du J/ψ

Nous présentons ci-dessous quelques éléments de l’analyse standard permettant d’extraire la production du J/ψ par rapport à celle du DRELL-YAN. Des détails complémentaires peuvent être trouvés dans la référence [Pillot 05].

7.3.1 Méthode

Au-delà de $2,2 \text{ GeV}/c^2$, la distribution expérimentale en masse des dimuons de signes opposés (OS) est une superposition des mécanismes suivants :

- DRELL-YAN ;
- charme ouvert $D\bar{D}$;
- résonances J/ψ et ψ' ;
- bruit de fond BKG.

Elle est ajustée par la fonction suivante :

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = K_{BKG} \frac{dN_{BKG}}{dM} + K_{DY} \frac{dN_{DY}}{dM} + K_{D\bar{D}} \frac{dN_{D\bar{D}}}{dM} + K_{J/\psi} \frac{dN_{J/\psi}}{dM} + K_{\psi'} \frac{dN_{\psi'}}{dM} \quad (7.6)$$

où $\frac{dN_i}{dM}$ est la fonction analytique de la contribution i et K_i son facteur de normalisation. La forme des distributions $\frac{dN_i}{dM}$ des processus physiques est obtenue à partir de simulations.

Les différentes étapes de l'ajustement sont les suivantes :

1. Le bruit de fond : il est déterminé selon la procédure décrite dans le chapitre 4.
2. Ajustement de la région au-delà de 4,2 GeV/c² : le processus dominant est le DRELL–YAN. Ainsi, on ajuste aux données la fonction suivante :

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = K_{BKG} \frac{dN_{BKG}}{dM} + K_{DY} \frac{dN_{DY}}{dM} \quad (7.7)$$

sachant que le terme correspondant au bruit de fond $K_{BKG} \frac{dN_{BKG}}{dM}$ a déjà été déterminé précédemment. Les paramètres qui décrivent la forme de la distribution en masse du DRELL–YAN ($\frac{dN_{DY}}{dM}$) sont obtenus par des simulations effectuées avec le générateur PYTHIA et avec GRV94LO comme fonction de distribution des partons. Un des paramètres de ces simulations $\sigma_{k_T} = 0,8$ GeV/c [Capelli 01] représente le mouvement de Fermi des partons dans les nucléons. Quatre types de collisions ont été simulés : $p-p$, $p-n$, $n-p$ et $n-n$. Les distributions correspondantes sont sommées (somme pondérée, tenant compte de la composition en neutrons et en protons du système $In-In$) comme on peut le voir dans la figure 7.8.

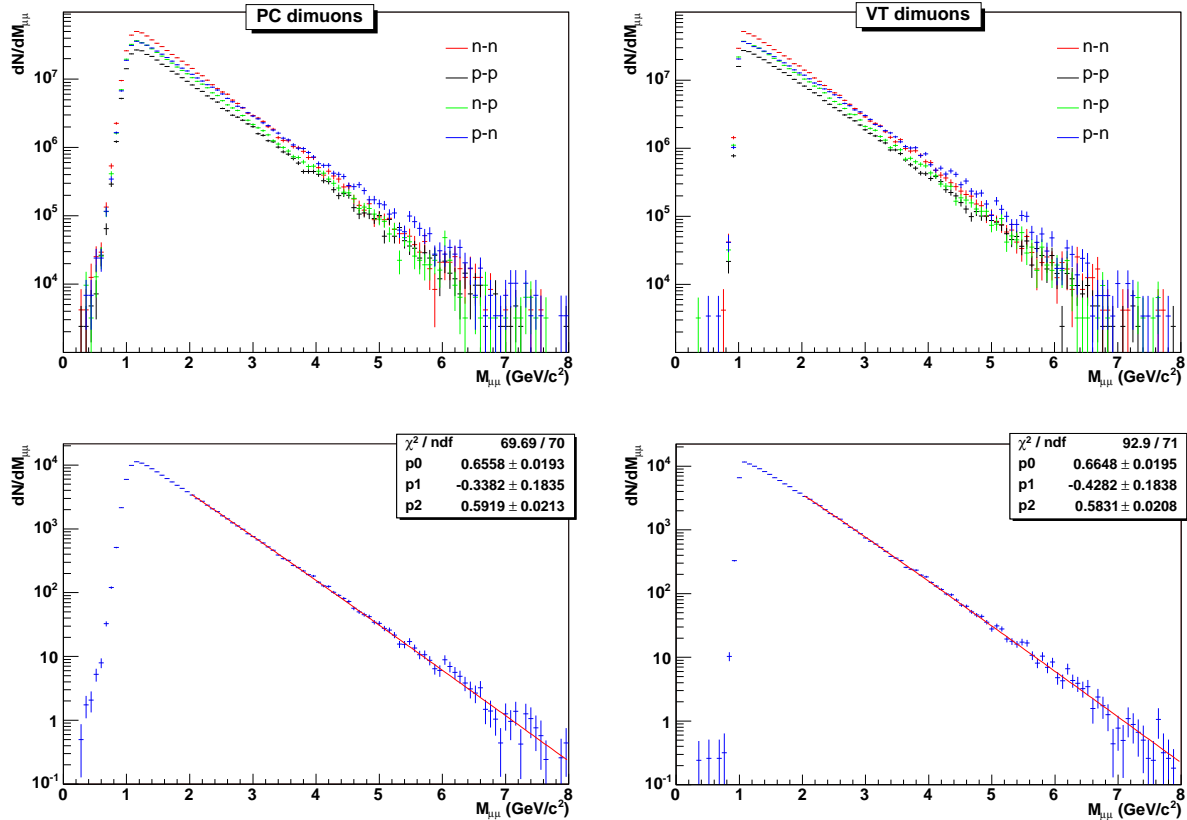


Figure 7.8 : Distributions en masse invariante des PC (à gauche) et des VT (à droite) dimuons pour chaque système ($p-p$, $p-n$, $n-p$ et $n-n$) (en haut) et pour la somme pondérée des distributions (en bas) [Pillot 05].

La distribution finale est ensuite ajustée par la fonction suivante :

$$\frac{dN_{DY}}{dM} = \frac{a_0}{M^\alpha} e^{-\frac{M}{M_0}} \quad (7.8)$$

où α , a_0 et M_0 sont des paramètres libres.

Les valeurs des acceptances entre 2,9 - 4,5 GeV/c² sont présentées dans le tableau 7.1 pour les deux types de dimuons et les deux valeurs du champ magnétique ACM. L'acceptance est obtenue à partir du rapport entre le nombre d'événements reconstruits et le nombre d'événements générés dans le même intervalle cinématique.

	PC dimuons	VT dimuons
ACM = ± 4000 A	14,3 %	14,4 %
ACM = ± 6500 A	13,4 %	13,7 %

Tableau 7.1 : Acceptance du processus DRELL–YAN pour les PC et VT dimuons et pour les valeurs de champs magnétiques ACM = ± 4000 et ACM = ± 6500 [Pillot 05].

3. Ajustement de la région entre 2,2 et 2,5 GeV/c² : les processus dominants sont le bruit de fond, le DRELL–YAN et le $D\bar{D}$. On va donc ajuster la fonction suivante :

$$\frac{dN^{+-}}{dM} = K_{BKG} \frac{dN_{BKG}}{dM} + K_{DY} \frac{dN_{DY}}{dM} + K_{D\bar{D}} \frac{dN_{D\bar{D}}}{dM} \quad (7.9)$$

La forme de la distribution du $D\bar{D}$ est obtenue par une simulation à l'aide du générateur PYTHIA et également GRV94LO comme fonction de distribution des partons. Les paramètres de la simulation sont : la largeur de la distribution en impulsion transverse intrinsèque des partons $\sigma_{k_T} = 1$ GeV/c [Capelli 01] et la masse du quark c fixée à $m_c = 1,35$ GeV/c². Les distributions obtenues pour les PC et les VT dimuons sont montrées sur la figure 7.9.

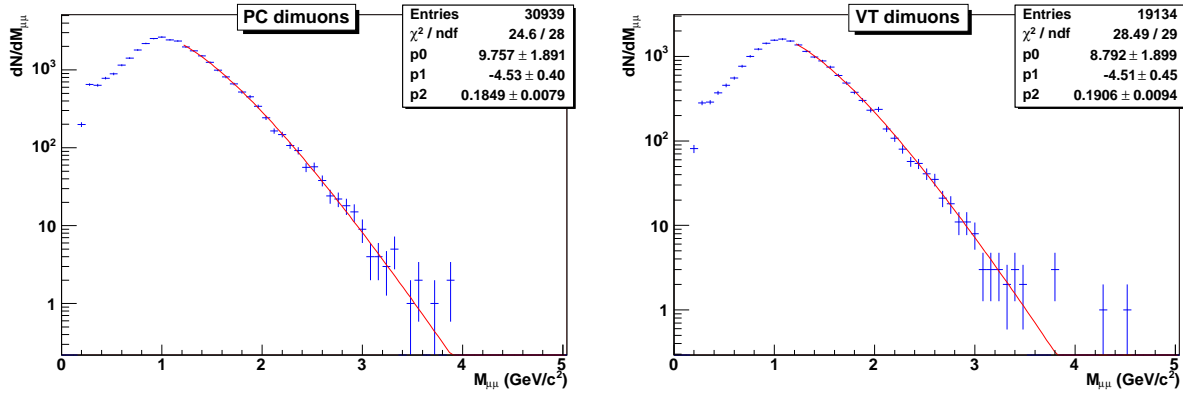


Figure 7.9 : Distributions en masse invariante des PC (à gauche) et des VT dimuons (à droite) provenant du processus $D\bar{D}$ [Pillot 05].

Ces distributions sont ajustées par la même fonction que celle du DRELL–YAN. Les valeurs de K_{BKG} et K_{DY} étant fixées aux valeurs obtenues précédemment, l'ajustement (7.9) fournit la valeur de $K_{D\bar{D}}$.

4. Ajustement de la région entre 2,9 et 4,3 GeV/c^2 : pour déterminer les contributions des dimuons provenant des désintégrations du J/ψ et du ψ' . L'ajustement du spectre en masse est réalisé par l'équation 7.6 avec les valeurs de K_{BKG} , K_{DY} et $K_{D\bar{D}}$ obtenues aux étapes précédentes.

- Pour le J/ψ : la forme des distributions des J/ψ générées puis reconstruites est ajustée par une Gaussienne de largeur variable [Shahoyan 01] :

$$\frac{dN_{J/\psi}}{dM} = a_0 e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma_{J/\psi}^2(M)}} \quad (7.10)$$

avec :

$$\sigma_{J/\psi}(M) = \begin{cases} \sigma_1 + b_1(c_1 M_0 - M)^{d_1 - g_1 \sqrt{c_1 M_0 - M}} & \text{si } M \leq c_1 M_0 \\ \sigma_1 & \text{si } c_1 M_0 < M \leq M_0 \\ \sigma_2 & \text{si } M_0 < M \leq c_2 M_0 \\ \sigma_2 + b_2(M - c_2 M_0)^{d_2 - g_2 \sqrt{M - c_2 M_0}} & \text{si } M \geq c_2 M_0 \end{cases} \quad (7.11)$$

où c_1 et c_2 sont ajustés empiriquement à 0,97 (0,98) et 1,05 (1,02) respectivement pour les PC (VT) dimuons et les autres paramètres sont ajustés librement. La distribution en masse obtenue par simulation (générateur NaGenParam) et la fonction 7.11 la représentant sont montrées sur la figure 7.10.

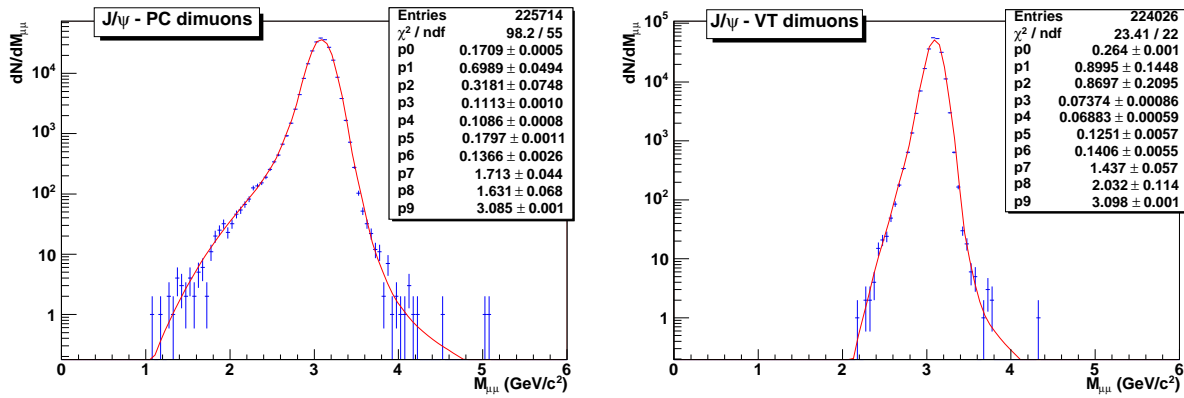


Figure 7.10 : Distribution en masse invariante des PC (à gauche) et des VT dimuons (à droite) provenant de la désintégration du J/ψ , ajustée avec la fonction 7.11 [Pillot 05].

Les acceptances du J/ψ , entre 0 et 8 GeV/c^2 , sont indiquées dans le tableau 7.2.

	PC dimuons	VT dimuons
ACM = ± 4000 A	14,0 %	13,9 %
ACM = ± 6500 A	12,7 %	12,9 %

Tableau 7.2 : Acceptance du processus J/ψ pour les PC et VT dimuons et pour les valeurs de champs magnétiques ACM = ± 4000 et ACM = ± 6500 [Pillot 05].

Pour le J/ψ , sont ajustés les paramètres de normalisation $K_{J/\psi}$, la position moyenne $M_{0J/\psi}$ et la largeur $\sigma_{2J/\psi}$ pour $M > M_{0J/\psi}$. La largeur $\sigma_{1J/\psi}$ pour $M < M_{0J/\psi}$ est donnée par :

$$\sigma_{1J/\psi}^{\text{mesuré}} = \sigma_{1J/\psi}^{\text{simulé}} \frac{\sigma_{2J/\psi}^{\text{mesuré}}}{\sigma_{2J/\psi}^{\text{simulé}}} \quad (7.12)$$

- Pour le ψ' : la forme de la distribution du ψ' est similaire à celle du J/ψ sauf pour la définition de $\sigma_{\psi'}(M)$ [Shahoyan 01] :

$$\sigma_{\psi'}(M) = \begin{cases} \sigma_0 + b_1(c_1 M_0 - M)^{d_1 - g_1 \sqrt{c_1 M_1 - M}} & \text{si } M \leq c_1 M_1 \\ \sigma_0 & \text{si } c_1 M_1 < M \leq c_2 M_1 \\ \sigma_0 + b_2(M - c_2 M_1)^{d_2 - g_2 \sqrt{M - c_2 M_1}} & \text{si } M \geq c_2 M_1 \end{cases} \quad (7.13)$$

où c_1 et c_2 sont ajustés empiriquement à 0,97 (0,99) et 1,05 (1,01) respectivement pour les PC (VT) dimuons et les autres paramètres sont ajustés librement. Les distributions en masse du ψ' obtenues par simulation (NaGenParam) pour les PC et les VT dimuons sont bien reproduites par 7.13 comme on peut le voir dans la figure 7.11.

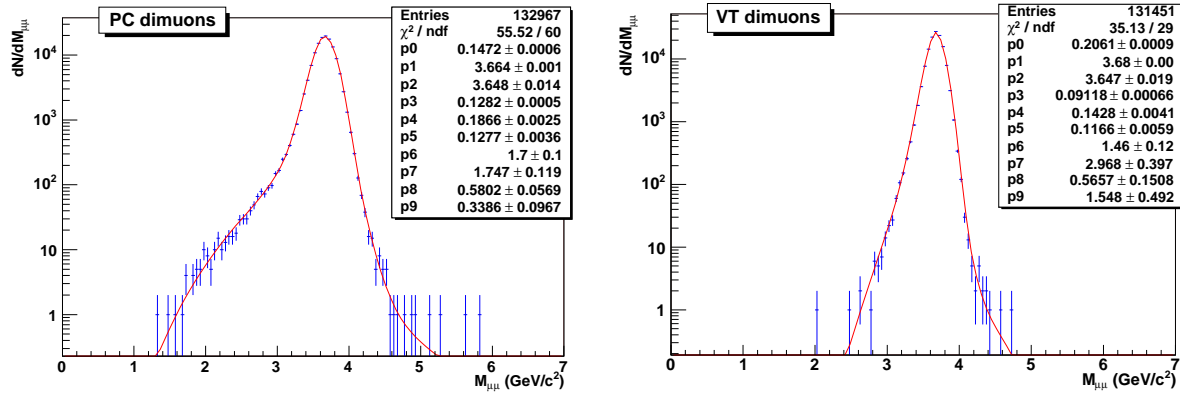


Figure 7.11 : Distribution en masse invariante des PC (à gauche) et des VT dimuons (à droite) provenant de la désintégration du ψ' , ajustée avec la fonction 7.13 [Pillot 05].

Pour le ψ' , seul le facteur de normalisation $K_{\psi'}$ est ajusté. La position moyenne $M_{0\psi'}$ est obtenue à partir de celle du J/ψ :

$$M_{0\psi'}^{\text{mesuré}} = M_{0\psi'}^{\text{simulé}} + (M_{0J/\psi}^{\text{mesuré}} - M_{0J/\psi}^{\text{simulé}}) \quad (7.14)$$

De même, $M_{1\psi'}$ et la largeur $\sigma_{0\psi'}$ sont déterminées de la façon suivante :

$$M_{1\psi'}^{\text{mesuré}} = M_{1\psi'}^{\text{simulé}} + (M_{0J/\psi}^{\text{mesuré}} - M_{0J/\psi}^{\text{simulé}}) \quad \text{et} \quad \sigma_{0\psi'}^{\text{mesuré}} = \sigma_{0\psi'}^{\text{simulé}} \frac{\sigma_{2J/\psi}^{\text{mesuré}}}{\sigma_{2J/\psi}^{\text{simulé}}} \quad (7.15)$$

Les résultats obtenus avec les données de la 1^{ère} reconstruction sont présentés sur la figure 7.12 à 6500 A.

La qualité de l'ajustement est bonne et on peut constater que la mise en concordance des traces améliore sensiblement la résolution. Ainsi, pour le J/ψ à 6500 A, la résolution passe de 103 MeV/c² à 62 MeV/c².

Une procédure d'ajustement similaire a été appliquée aux données du type PC dimuons à 4000 et à 6500 A pour les données après la deuxième reconstruction [Arnaldi 06b]. Les résultats sont présentés sur la figure 7.13.

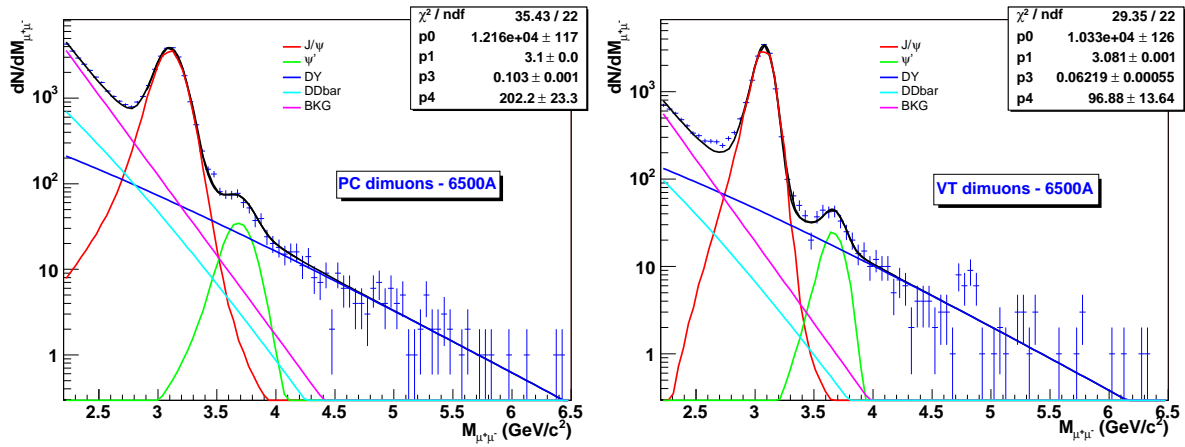


Figure 7.12 : Distribution en masse invariante des dimuons OS pour les PC (à gauche) et les VT dimuons (à droite) à 6500 A [Pillot 05].

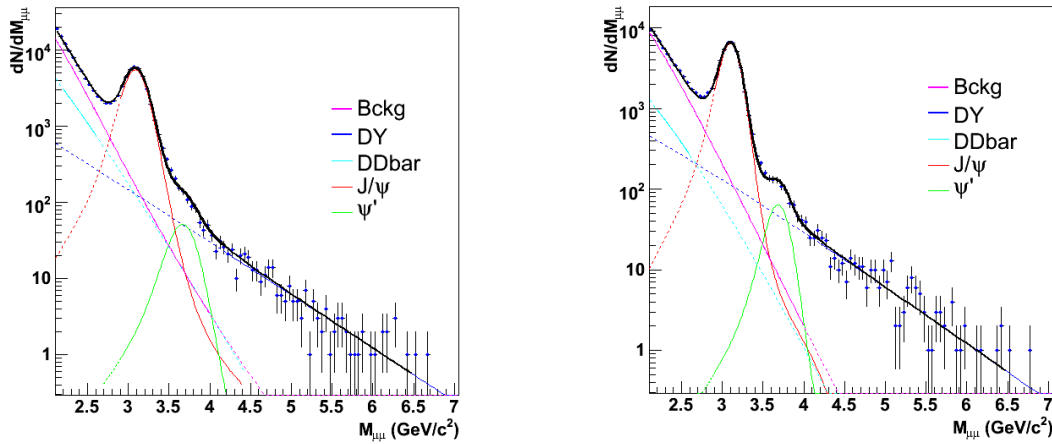


Figure 7.13 : Distribution en masse invariante des dimuons OS pour les PC dimuons à 4000 A (à gauche) et 6500 A (à droite) [Arnaldi 06b].

La statistique totale est d'environ 45000 J/ψ et ~ 420 événements DRELL–YAN au-delà de 4,2 GeV/c^2 . Les résultats présentés par la suite sont ceux obtenus selon cette dernière procédure.

7.3.2 Résultats

A partir des ajustements précédents, on peut extraire le rapport des productions du J/ψ et du DY :

$$\frac{J/\psi}{DY} = B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)} \quad (7.16)$$

Le nombre d'événements DRELL–YAN retenus correspond à celui dans l'intervalle de masse 2,9 - 4,5 GeV/c^2 et celui de J/ψ au nombre total d'événements. Le rapport $J/\psi/DY$, corrigé des acceptances respectives du J/ψ et du DY à 4000 et 6500 A est présenté pour les PC dimuons, intégré en centralité dans le tableau 7.3. On peut voir que les valeurs obtenues aux deux valeurs de champs sont compatibles.

		PC dimuons	
		4000 A	6500 A
Toute centralité	$B_{\mu\mu} \frac{J/\psi}{DY}$	$20,8 \pm 1,3$	$19,1 \pm 1,2$
Tranche 1	$B_{\mu\mu} \frac{J/\psi}{DY}$	$16,6 \pm 2,2$	$18,9 \pm 2,4$
Tranche 2	$B_{\mu\mu} \frac{J/\psi}{DY}$	$13,6 \pm 1,8$	$18,6 \pm 2,6$
Tranche 3	$B_{\mu\mu} \frac{J/\psi}{DY}$	$23,9 \pm 3,4$	$29,7 \pm 5,4$

Tableau 7.3 : Rapports J/ψ /DRELL–YAN pour les trois tranches en centralité et pour les deux types de dimuons PC et VT [Arnaldi 06b].

Cette analyse peut être répétée en fonction de la centralité, estimée ici avec le calorimètre à zéro degré. En raison du faible nombre d'événements DRELL–YAN de haute masse, le rapport $J/\psi/DY$ n'a pu être extrait que pour trois zones en centralité définies par le ZDC (7.2.2). Les résultats sont présentés dans le tableau 7.3. Sur la figure 7.14 est représenté le rapport $J/\psi/DY$ rapporté à la prédiction du modèle de Glauber (voir annexe A) pour l'absorption nucléaire normale du J/ψ ($\sigma_{abs}^{J/\psi} = 4,18 \pm 0,35$ mb) en fonction du nombre de participants. Sur cette figure, les rapports $J/\psi/DY$ obtenus par NA38/NA50 sont également représentés.

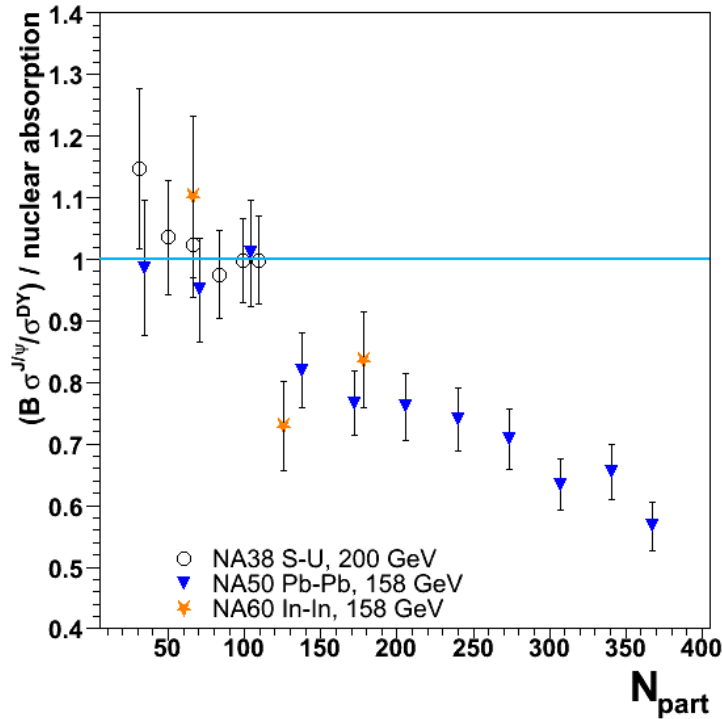


Figure 7.14 : Rapport $J/\psi/DY$ normalisé par l'absorption nucléaire normale en fonction du nombre de participants comparé à ceux de NA38 et NA50 [Arnaldi 06b].

On voit clairement que la suppression du J/ψ est déjà présente dans le système $In - In$ et que les points obtenus sont en accord avec ceux extraits par NA38/NA50.

7.4 Analyse de la production du J/ψ avec le VT

7.4.1 Principe de la méthode

Il s'agit de comparer, pour le J/ψ , la distribution de multiplicité des traces mesurées par le télescope de vertex avec celle calculée dans le cadre du modèle de Glauber en tenant compte de l'absorption nucléaire normale. Ce calcul nécessite de connaître la distribution de probabilité de la multiplicité des traces en fonction du paramètre d'impact. Celle-ci est obtenue à partir de l'analyse de la distribution des traces avec un déclenchement en biais minimum. Le rapport des distributions de multiplicité mesurée et attendue permet d'accéder à la suppression "anormale". Il est toutefois nécessaire de normaliser ce rapport, ce qui est réalisé à partir des points $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$ obtenus lors de l'analyse standard des trois tranches en centralité (voir paragraphe 7.3).

Les différentes étapes à suivre sont les suivantes :

- déterminer la distribution des traces reconstruites par le télescope à vertex pour les événements de biais minimum ;
- décrire cette distribution à l'aide du modèle de Glauber ;
- déterminer la distribution des traces reconstruites par le télescope à vertex pour les événements J/ψ qui sont dans le domaine $[2,9-3,3]$ GeV/c² ;
- calculer la courbe d'absorption nucléaire normale avec le modèle de Glauber ;
- enfin déterminer le rapport entre les données et cette courbe d'absorption.

7.4.2 Sélection des données

La sélection des événements PC et VT dimuons pour cette étude est la suivante :

- déclenchement T0J ;
- sélection IC ;
- sélection BS la plus stricte (c'est-à-dire rien autour de ± 80 MHTR dans le BS) ;
- sélection vertex ;
- sélection pD_{targ} pour les PC dimuons et $VT_{\mu\mu}$ pour les VT ;
- coupures cinématiques.

7.4.3 Analyse des PC dimuons avec une seule cible

Nous nous intéressons tout d'abord à la première cible uniquement (cible 0) en sommant les distributions de multiplicité associées aux différentes valeurs des champs magnétiques ACM = ± 4000 A, ± 6500 A et PT7 = ± 900 A.

a. Distribution en multiplicité de biais minimum

La distribution du nombre de traces reconstruites par le télescope à vertex pour les événements de biais minimum obtenus à partir du compteur de faisceau (BS) peut-être observée sur la figure 7.15 en imposant un impact dans le compteur d'interaction. Elle est ensuite ajustée grâce au modèle de Glauber (annexe A). La distribution est décrite par une relation de la forme :

$$\frac{d\sigma_{MB}}{dMul} \sim \int d^2b P_{AB}(Mul, b) \times \sigma_{AB}^{in}(b) \quad (7.17)$$

où $\sigma_{AB}^{in}(b)$ représente la section efficace inélastique au paramètre d'impact b et P_{AB} la probabilité de mesurer la multiplicité des traces Mul au paramètre d'impact b .

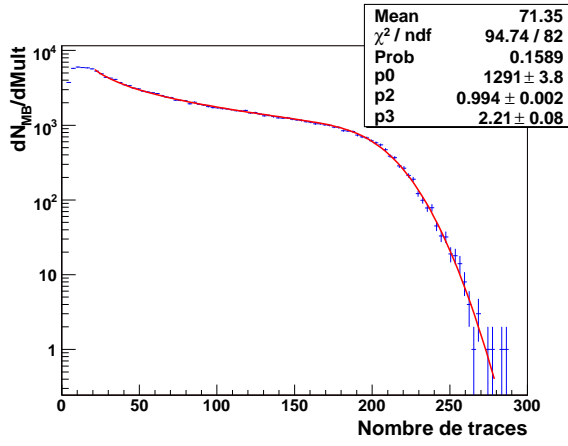


Figure 7.15 : Distribution du nombre de traces reconstruites par le télescope à vertex pour des événements de biais minimum. Superposé à cette dernière, figure le résultat de l'ajustement par le modèle de Glauber.

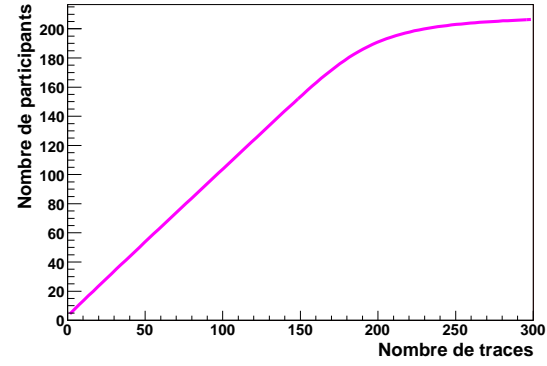


Figure 7.16 : Corrélation entre le nombre de traces reconstruites dans le VT et le nombre de participants déduite de l'analyse de la distribution du spectre 7.15 dans le cadre du modèle de Glauber.

Elle s'écrit (voir annexe A) :

$$P_{AB} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sigma_{Mul}(b)} \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{(Mul - \langle Mul \rangle)^2}{\sigma_{Mul}^2(b)} \right) \quad (7.18)$$

$$\text{avec } \langle Mul \rangle = q N_{part}^{AB}(b) \quad \text{et} \quad \sigma_{Mul}^2 = q^2 a_0 N_{part}^{AB}(b)$$

où $N_{part}^{AB}(b)$ est le nombre de participants au paramètre d'impact b , q est le nombre moyen de traces par participant et a_0 traduit les fluctuations sur le nombre de participants.

Les paramètres de cet ajustement au-delà d'un nombre de traces > 20 sont indiqués sur cette figure ($p2 \equiv q$ et $p3 \equiv a_0$). Cet ajustement permet d'obtenir la courbe de la figure 7.16 reliant le nombre de traces reconstruites au nombre de participants.

Cette relation de passage entre le nombre de traces et le nombre de participants permet d'exprimer les résultats concernant l'absorption "anormale" en fonction de N_{part} et de pouvoir ainsi les comparer avec ceux obtenus avec d'autres détecteurs de centralité.

b. Distribution en multiplicité associée au J/ψ

La distribution du nombre de traces associée aux événements J/ψ (entre 2,9 et 3,3 GeV/c²) sans mise en concordance des muons du spectromètre et du VT (dimuons PC) est tracée sur la figure 7.17. Cette zone contient environ 90 % d'événements J/ψ [Pillot 05].

La distribution théorique associée à l'absorption nucléaire normale du J/ψ issue du modèle de Glauber s'écrit :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{J/\psi}}{dMul} \sim \int_0^{b_{max}} d^2b N_{coll}^{AB}(b) P_{AB}(Mul, b) \times S_{J/\psi}^{abs}(b) \quad (7.19)$$

où $N_{coll}^{AB}(b)$ est le nombre de collisions nucléon-nucléon au paramètre d'impact b et $S_{J/\psi}^{abs}(b)$ la probabilité de survie du J/ψ dans la matière nucléaire (voir chapitre 1, 1.17) calculée avec $\sigma_{abs}^{J/\psi} = 4,18 \pm 0,35$ mb.

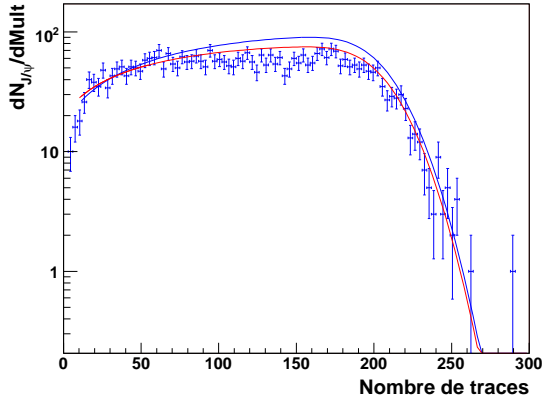


Figure 7.17 : Distribution du nombre de traces reconstruites dans le VT des événements J/ψ (entre 2,9 et 3,3 GeV/c^2). Les distributions calculées par le modèle de Glauber sans (bleu) et avec (rouge) absorption nucléaire sont également indiquées. Chaque canal représente 3 traces.

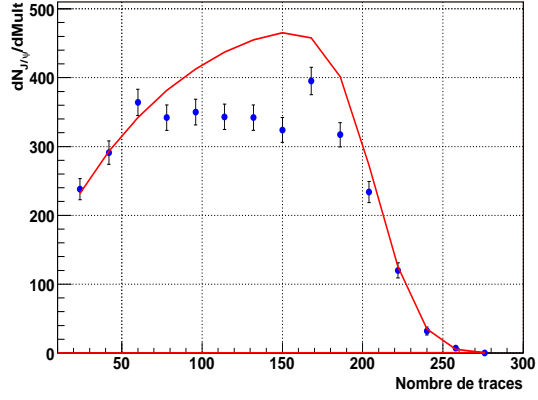


Figure 7.18 : Distribution 7.17 après regroupement des canaux (un canal représente 18 traces).

Sur la figure 7.17 ont été tracées les courbes 7.19 calculées sans (courbe bleue) et avec (courbe rouge) absorption nucléaire du J/ψ . La figure 7.18 présente la distribution expérimentale de la multiplicité des traces après regroupement des canaux ainsi que la courbe théorique 7.19 calculée en tenant compte de l'absorption nucléaire normale du J/ψ .

c. Rapport du taux de J/ψ mesuré/attendu

Pour obtenir le rapport du nombre de J/ψ mesuré à celui attendu, il suffit de diviser la distribution du nombre de traces des événements J/ψ par la distribution (7.19) correspondant à l'absorption nucléaire normale. Grâce à la courbe reliant le nombre de traces au nombre de participants (figure 7.16), on peut obtenir le rapport des distributions précédentes en fonction du nombre de participants de la figure 7.19.

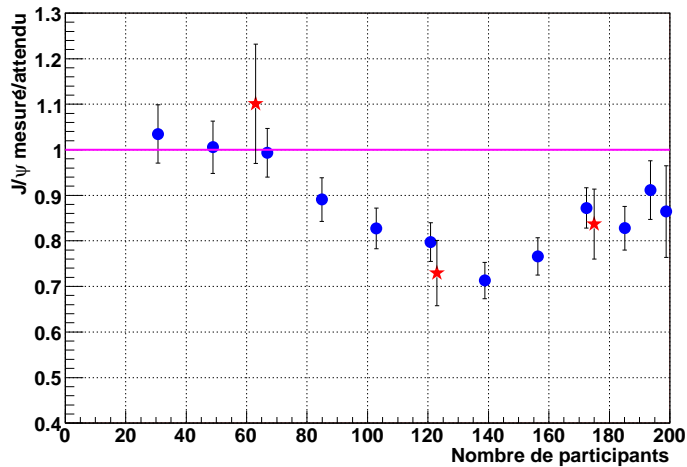


Figure 7.19 : Rapport de la distribution du nombre de traces reconstruites dans le VT et de la distribution calculée par le modèle de Glauber avec une absorption nucléaire normale en fonction du nombre de participants. Ce rapport est normalisé par les valeurs $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$ obtenues par l'analyse $J/\psi/DY$ standard.

La normalisation du rapport obtenu a été faite à l'aide des deux rapports $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$ centraux et semi-centraux ([Arnaldi 06b]). La valeur moyenne du taux de J/ψ mesuré/attendu au-delà de $N_{part} > 100$ a été ajustée de telle façon qu'elle soit égale à celle des deux points $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$ provenant de l'analyse standard.

7.4.4 Analyse des PC dimuons en sommant toutes les cibles

Pour augmenter la statistique, il serait bon de pouvoir utiliser les informations de toutes les cibles. Dans un premier temps, il faut vérifier que pour chaque cible les distributions du nombre de traces VT des quatre combinaisons de champ (ACM = ± 4000 A et PT7 = ± 900 A) sont identiques. On peut constater sur la figure 7.20 que, pour les événements de biais minimum, c'est bien le cas pour la cible 0 et les champs ACM = ± 4000 A et PT7 = ± 900 A. On fait de même avec le champ le plus élevé dans ACM = ± 6500 A et PT7 = ± 900 A (figure 7.21).

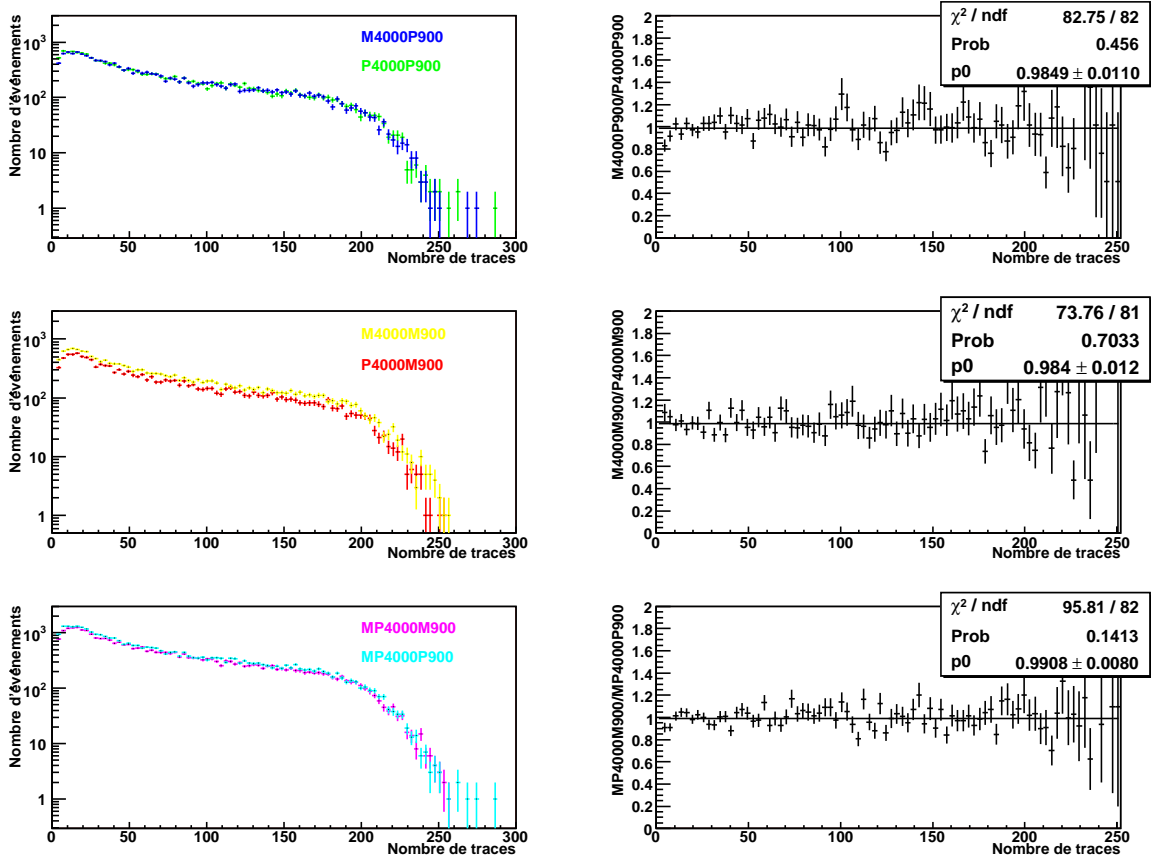


Figure 7.20 : Distributions du nombre de traces reconstruites dans le VT (à gauche) pour les champs ACM = ± 4000 A et PT7 = + 900 A (en haut), ACM = ± 4000 A et PT7 = - 900 A (au centre) et ACM = ± 4000 A et PT7 = ± 900 A (en bas). A droite, on a tracé les rapports des distributions de gauche (après les avoir normalisées l'une par rapport à l'autre) et on les a ajustés par une droite horizontale.

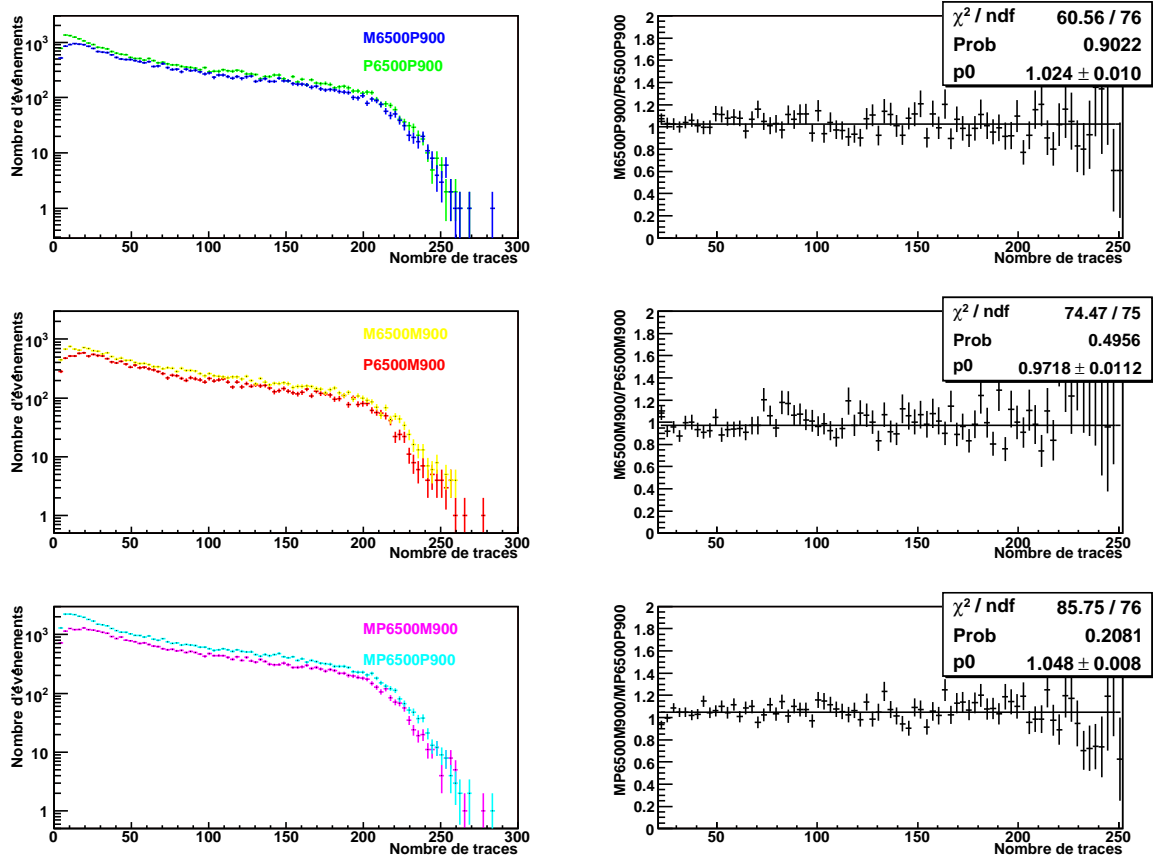


Figure 7.21 : Même légende que celle de la figure 7.20 mais avec $ACM = \pm 6500$ A.

On peut donc sommer pour chaque cible les distributions de toutes les combinaisons de champ magnétique. On constate sur les figures 7.22 et 7.23 (après normalisation par la cible 0) que la distribution du nombre de traces VT dépend de la cible. Plus la cible se trouve en amont et plus la distribution s'étale. Pour pouvoir sommer ces distributions, il va falloir effectuer des corrections pour ramener ces distributions à une forme unique.

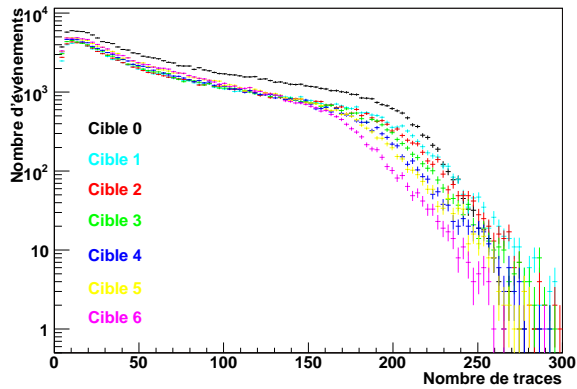


Figure 7.22 : Distributions du nombre de traces reconstruites pour chacune des cibles. Le nombre d'événements associés à la cible 0 est plus important car cette cible a un diamètre plus élevé que les autres.

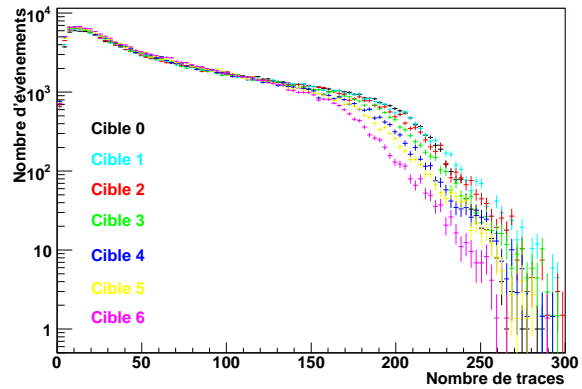


Figure 7.23 : Mêmes distributions que dans la figure 7.22 après leur normalisation à celle de la cible 0.

Les constatations précédentes, illustrées pour les événements de biais minimum, sont également vraies pour les dimuons.

a. Correction de la valeur moyenne des distributions des traces VT

On prend comme référence la distribution de la première cible 0. On calcule la valeur moyenne de cette distribution $\langle N_{traces}^0 \rangle$ ainsi que celle associée aux différentes cibles $\langle N_{traces}^i \rangle$. Pour corriger la distribution i de façon à ce qu'elle soit similaire à la cible 0, on calcule le facteur de correction de la façon suivante :

$$\text{Facteur de correction (cible } i) = \frac{\langle N_{traces}^i \rangle}{\langle N_{traces}^0 \rangle} \quad (7.20)$$

et l'on applique ce facteur d'homothétie sur le nombre de traces mesuré de la cible i . Toutes les distributions du nombre de traces VT, qu'elles proviennent d'événements de biais minimum ou de dimuons doivent être corrigées avec des coefficients différents. Ces facteurs de correction en fonction de la cible sont visualisés sur la figure 7.24.

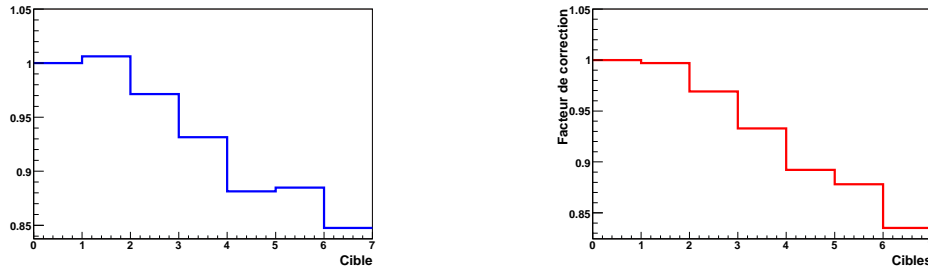


Figure 7.24 : Facteur de correction en fonction de la cible pour les événements de biais minimum (à gauche) et dimuon (à droite).

Après l'application de cette correction, les distributions ont toutes la même valeur moyenne, celle de la première cible 0, et peuvent donc être sommées. Sur la figure 7.25 on peut voir la distribution du nombre de traces VT obtenue à partir d'événements de biais minimum pour chacune des cibles après correction. La figure 7.26 présente les mêmes distributions après normalisation sur la cible 0. On peut constater que la correction n'est pas parfaite et que les distributions diffèrent au-delà de 200 traces.

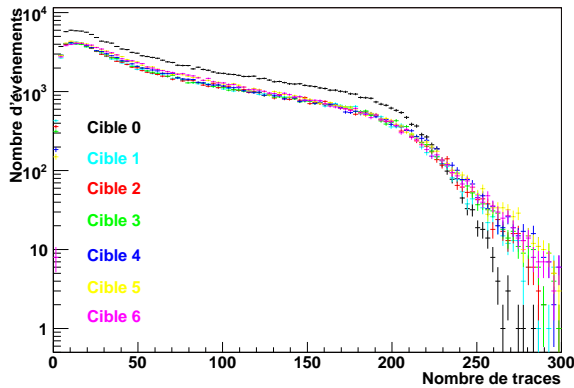


Figure 7.25 : Distribution du nombre de traces reconstruites dans chacune des cibles après correction de la valeur moyenne.

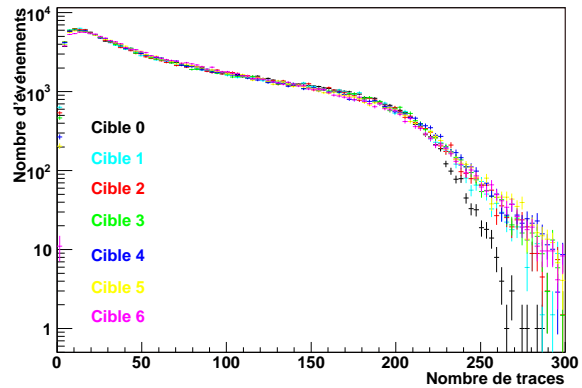


Figure 7.26 : Distribution du nombre de traces reconstruites dans chacune des cibles après correction de la valeur moyenne et normalisation sur la distribution donnée par la cible 0.

b. Correction des largeurs des distributions des traces VT

Pour que les largeurs des distributions des traces ne dépendent pas de la cible, il faut que la variance de la distribution associée à la cible j , dN/dx_j , soit égale à celle de la cible 0, dN/dx_0 , prise pour référence :

$$\sum_i \frac{dN}{dx_{ji}} \times x_{ji}^2 = \sum_i \frac{dN}{dx_{j0}} x_{j0}^2 \quad (7.21)$$

la somme courant sur tous les canaux i . Pour réaliser cette condition, il suffit, pour le canal i de la cible j , d'appliquer le facteur de correction : $\frac{dN}{dx_{j0}} / \frac{dN}{dx_{ji}}$. Ce facteur de correction doit être essentiellement déterminé à partir de 200 traces environ. Pour l'obtenir plus précisément, on ajuste cette dernière région par une Gaussienne et c'est le rapport de ces fonctions analytiques qui sert de terme de correction. Après cette correction, on obtient les distributions de la figure 7.27 sans normalisation et celles de la figure 7.28 après normalisation sur la cible 0.

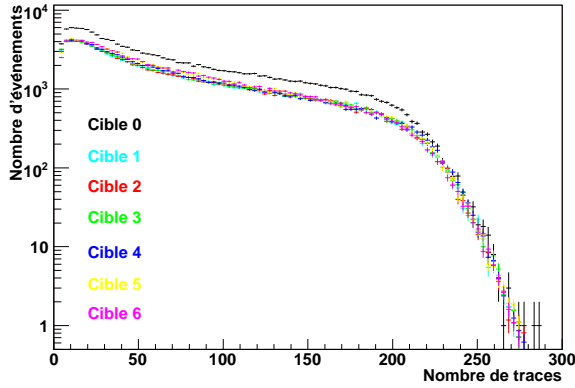


Figure 7.27 : Distribution du nombre de traces reconstruites dans chacune des cibles après la correction de largeur.

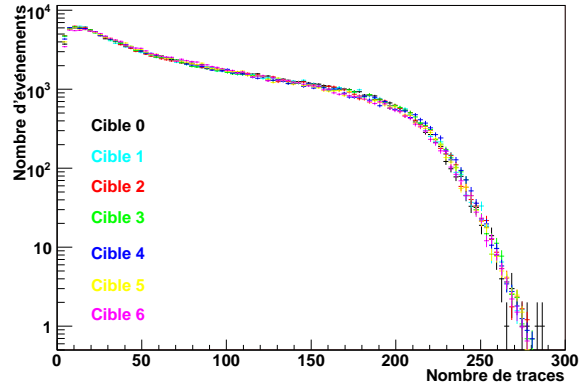


Figure 7.28 : Même légende que pour la figure 7.27 mais après normalisation par la cible 0.

On peut sommer ensuite les distributions provenant de tous les champs magnétiques et de toutes les cibles. Cette distribution est indiquée sur la figure 7.29 ainsi que la courbe résultant de l'ajustement par le modèle de Glauber.

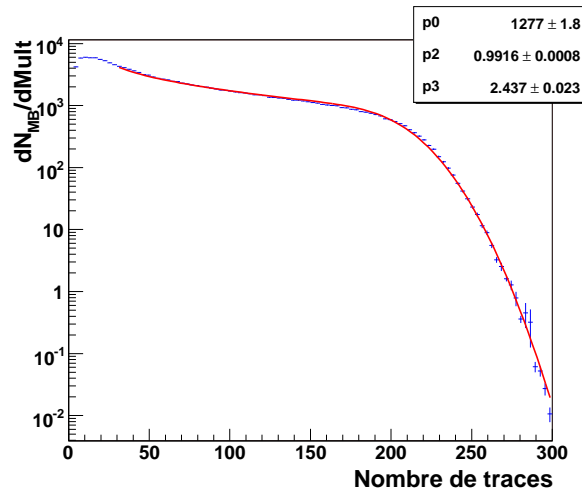


Figure 7.29 : Distribution du nombre de traces reconstruites par le télescope à vertex pour toutes les combinaisons de champs magnétiques et toutes les cibles. Sur cette dernière est représentée le résultat de l'ajustement par le modèle de Glauber.

On peut voir que les valeurs des paramètres p_2 et p_3 sont compatibles avec celles obtenues pour la cible 0 seule (figure 7.15). Cette technique de correction présentée pour les événements de biais minimum est également appliquée aux événements dimuons.

c. Résultats

Par la suite, en ce qui concerne $P_{AB}(Mul, b)$, nous utilisons les valeurs des paramètres provenant de l'ajustement par le modèle de Glauber de la cible 0, car la statistique est suffisante et aucune des corrections présentées précédemment n'est nécessaire.

Dans un premier temps, l'étude des distributions en multiplicité a été réalisée pour les champs $ACM = \pm 4000$ A et $PT7 = \pm 900$ A et $ACM = \pm 6500$ A et $PT7 = \pm 900$ A séparément. Les corrections sont déterminées séparément pour les deux valeurs de champs ACM. Les distributions du nombre de traces correspondant à la région du J/ψ sont montrées sur la figure 7.30 pour chacun des deux champs ainsi que les prédictions du modèle de Glauber avec et sans absorption nucléaire normale. La figure 7.31 donne le rapport du nombre de J/ψ mesurés et attendus en fonction du nombre de participants dans les deux cas.

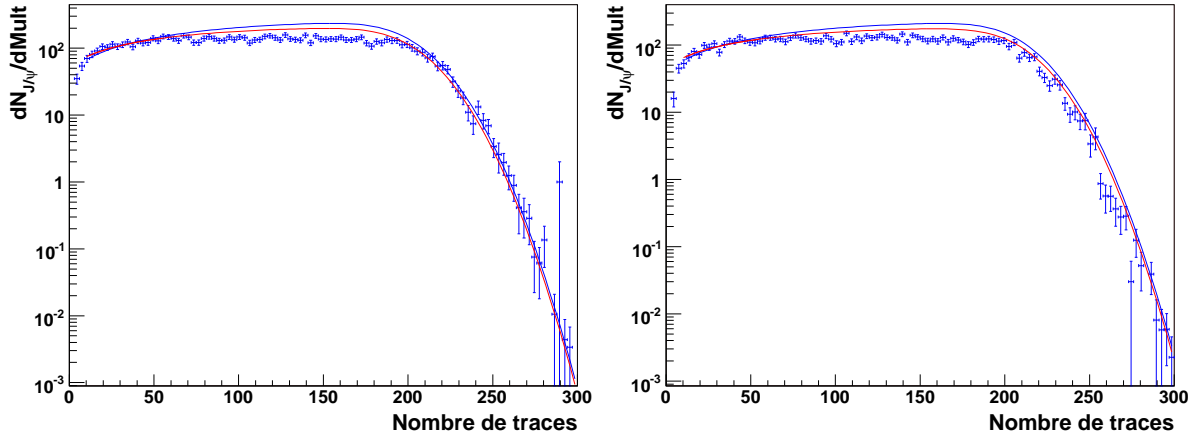


Figure 7.30 : Distribution du nombre de traces reconstruites dans le VT des événements J/ψ (entre 2,9 et 3,3 GeV/c^2) pour $ACM = \pm 4000$ A (à gauche) et $ACM = \pm 6500$ A (à droite). Les distributions calculées par le modèle de Glauber sans (bleu) et avec (rouge) absorption nucléaire sont également indiquées.

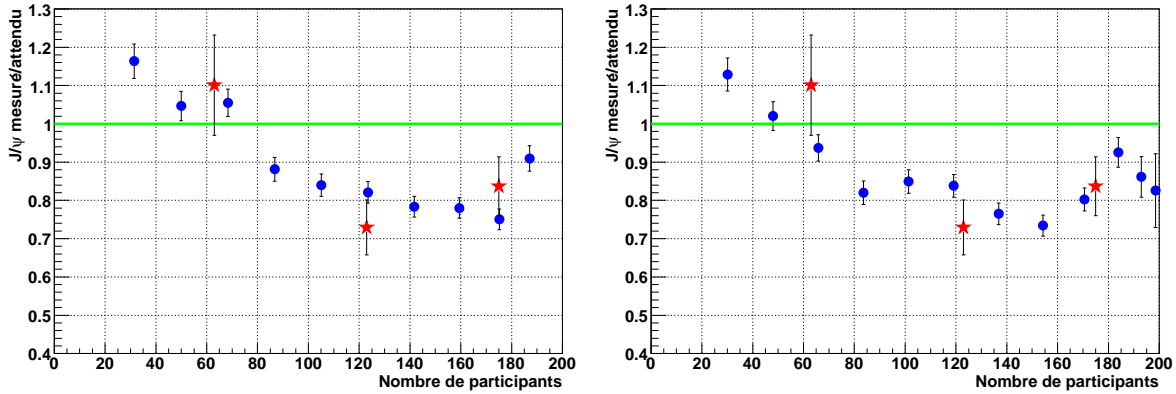


Figure 7.31 : Distribution du nombre de traces reconstruites dans le VT rapportée à celle calculée par le modèle de Glauber avec une absorption nucléaire normale en fonction du nombre de participants pour $ACM = \pm 4000$ A (à gauche) et $ACM = \pm 6500$ A (à droite).

La compatibilité des résultats obtenus pour les deux valeurs de champs permet une étude globale des distributions. On peut sommer toutes les distributions associées aux différentes valeurs de champ magnétique pour chacune des cibles. On calcule ensuite les différentes corrections entre les cibles pour obtenir une distribution du nombre de traces unique représentée sur la figure 7.32. La figure 7.33 montre le comportement de la suppression du J/ψ en fonction du nombre de participants pour la totalité des valeurs des champs et des cibles.

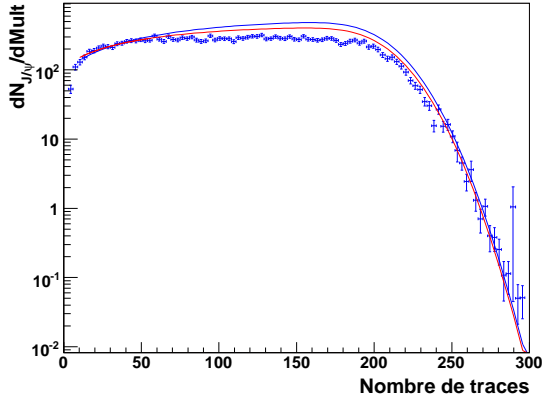


Figure 7.32 : Distribution du nombre de traces reconstruites dans le VT des événements (PC dimuons) J/ψ (entre 2,9 et 3,3 GeV/c^2). Distributions calculées par le modèle de Glauber sans (bleu) et avec (rouge) absorption nucléaire.

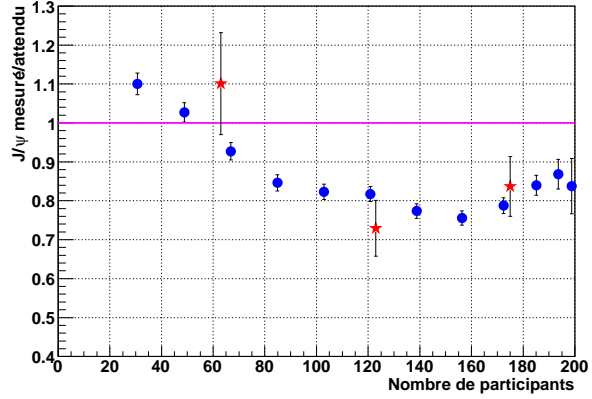


Figure 7.33 : Rapport du taux de J/ψ mesuré/attendu en fonction de N_{part} obtenu pour les PC dimuons.

7.4.5 Analyse des VT dimuons en sommant toutes les cibles

L'intérêt de faire la même analyse avec les VT dimuons réside dans la propreté des signaux J/ψ qui représentent $\sim 96\%$ des dimuons dans la région de masse entre 2,9 et 3,3 GeV/c^2 [Pillot 05], taux supérieur à celui des PC dimuons ($\sim 90\%$). Le désavantage cependant, lié à la mise en concordance des traces, est une perte de statistique sur les dimuons d'environ 35 %. Les résultats de l'étude globale faite, selon la procédure expliquée précédemment, sur les VT dimuons sont présentés sur les figures 7.34 pour la distribution du nombre de traces et 7.35 pour la variation du rapport du nombre de J/ψ mesurés et attendus en fonction du nombre de participants.

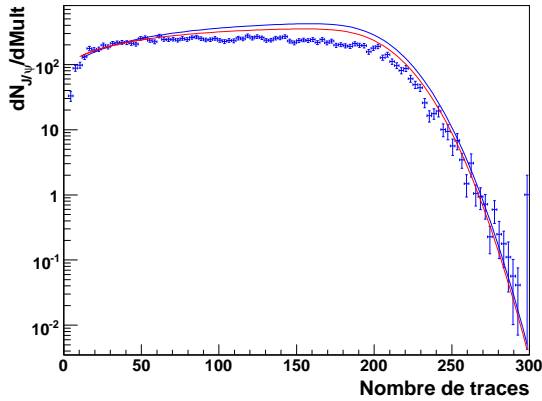


Figure 7.34 : Même légende que celle de la figure 7.32 mais pour les VT dimuons.

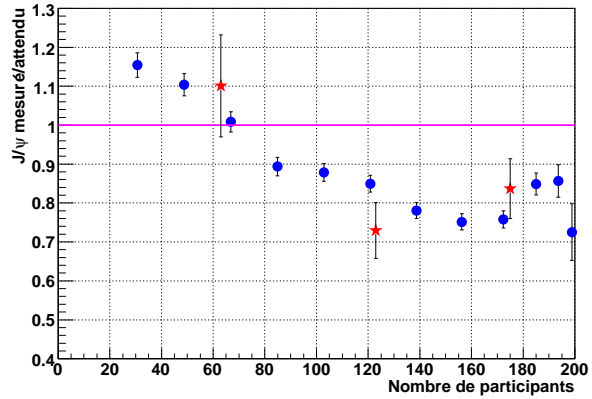


Figure 7.35 : Rapport du taux de J/ψ mesuré/attendu en fonction de N_{part} obtenu pour les VT dimuons.

La comparaison avec la figure 7.33 montre que ces distributions sont compatibles. On constate, en voyant la concordance des distributions que la prise en compte des autres processus (DY , $D\bar{D}$, BKG) n'est pas nécessaire.

On a comparé sur la figure 7.36 les résultats en fonction de la longueur de matière traversée L (à gauche) et en fonction de N_{part} (à droite) avec ceux de NA38/NA50.

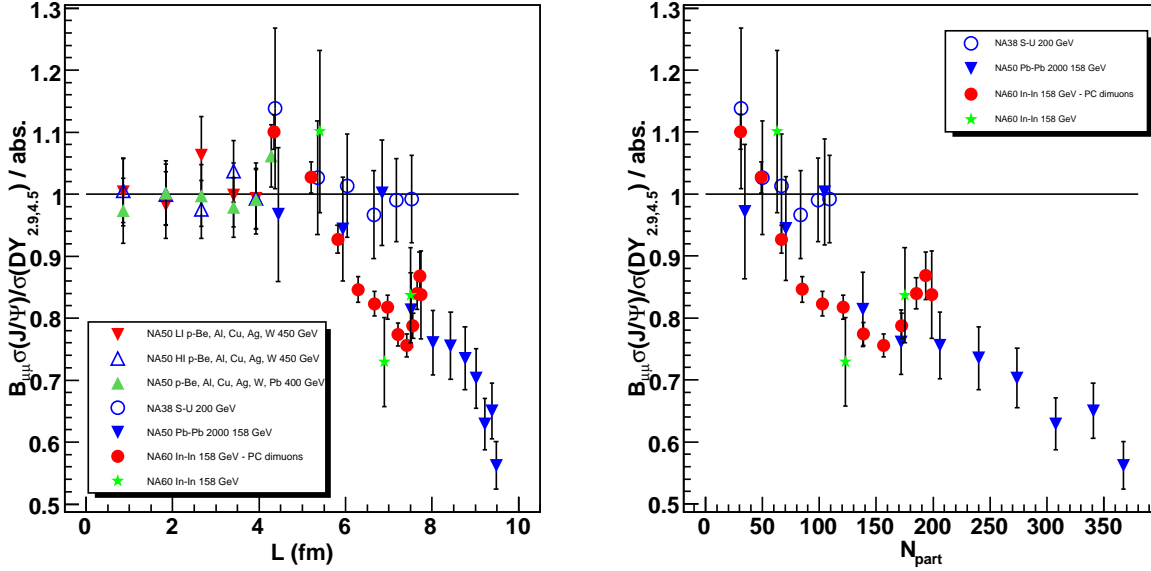


Figure 7.36 : Rapport $J/\psi/DY$ (pour les PC dimuons) normalisé par l'absorption nucléaire normale en fonction de L (à gauche) et en fonction du nombre de participants (à droite) comparé à ceux de NA38 et NA50.

On voit clairement que les différents résultats ne se recouvrent pas lorsqu'ils sont exprimés en fonction de L mais plutôt lorsqu'ils sont exprimés en fonction du nombre de participants. Il semble donc que le nombre de participant N_{part} soit une meilleure variable que L pour décrire la suppression anormale du J/ψ . Néanmoins, une conclusion plus définitive nécessiterait des points $Pb - Pb$ plus précis et plus nombreux.

7.5 Analyse de la production du J/ψ avec le ZDC

Une analyse similaire à la précédente peut être faite à l'aide du calorimètre à zéro degré. Elle consiste à comparer la distribution en énergie mesurée par le ZDC pour les événements J/ψ à la distribution théorique attendue en tenant compte de l'absorption nucléaire dans le cadre du modèle de Glauber. La normalisation absolue est faite par comparaison avec la méthode standard : on demande que le rapport du taux de J/ψ mesuré/attendu intégré sur la centralité soit égal à la même quantité pour l'analyse standard $J/\psi/DY$ ($0,87 \pm 0,05$) [Arnaldi 06b]. La distribution du nombre de J/ψ , $\frac{dN_{J/\psi}}{dE_{ZDC}}$, en fonction de E_{ZDC} est présentée sur la figure 7.37. La courbe bleue est la prédiction du modèle de Glauber tenant compte de l'absorption nucléaire normale. La figure 7.38 montre, en fonction de E_{ZDC} le rapport entre le nombre de J/ψ mesurés et attendus. Les points correspondants à l'analyse standard y sont également reportés.

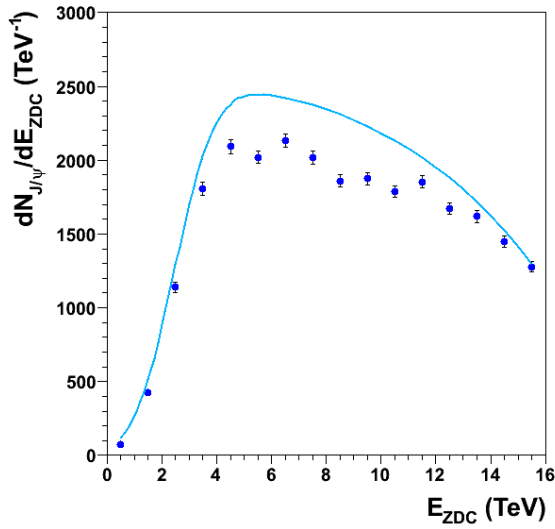


Figure 7.37 : Distribution du nombre de J/ψ en fonction de l'énergie E_{ZDC} déposée dans le ZDC. La courbe bleue représente la prédiction du modèle de Glauber [Arnaldi 06b].

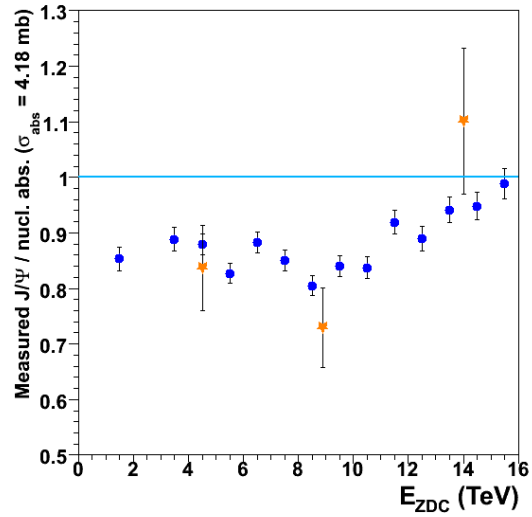


Figure 7.38 : Rapport entre le nombre de J/ψ mesuré et attendu compte tenu de l'absorption nucléaire normale du J/ψ en fonction de l'énergie E_{ZDC} déposée dans le ZDC [Arnaldi 06b].

Le modèle de Glauber permet de relier l'énergie mesurée dans le ZDC au nombre de participants. Le rapport entre le nombre de J/ψ mesurés et attendus est représenté en fonction du nombre de participants dans la figure 7.39. On a également indiqué sur ces figures les résultats obtenus par les expériences NA38 et NA50.

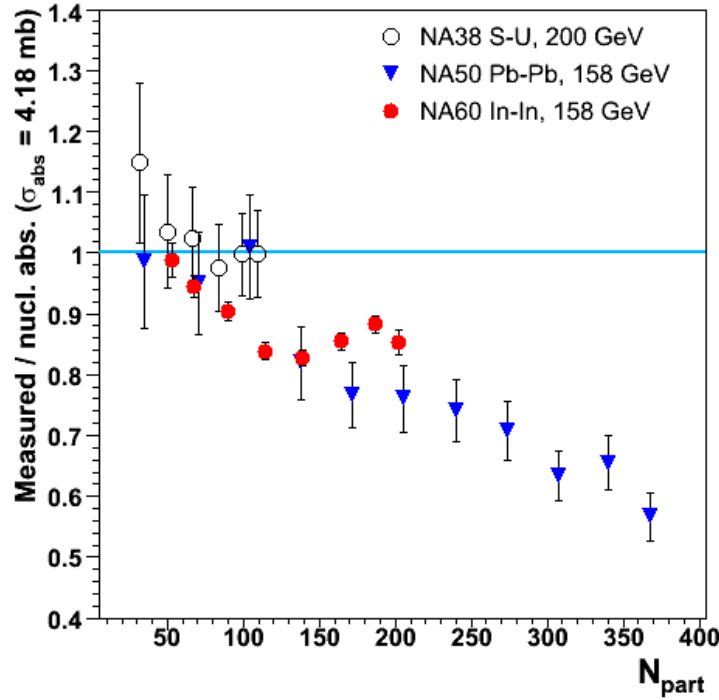


Figure 7.39 : Rapport entre le nombre de J/ψ mesurés et attendus en fonction du nombre de participants N_{part} obtenu à partir de la distribution en énergie du ZDC [Arnaldi 06b].

7.6 Comparaison des résultats obtenus avec le VT et le ZDC

La figure 7.40 montre la comparaison des résultats entre les deux analyses ZDC et VT. Les deux distributions sont voisines et montrent un comportement similaire.

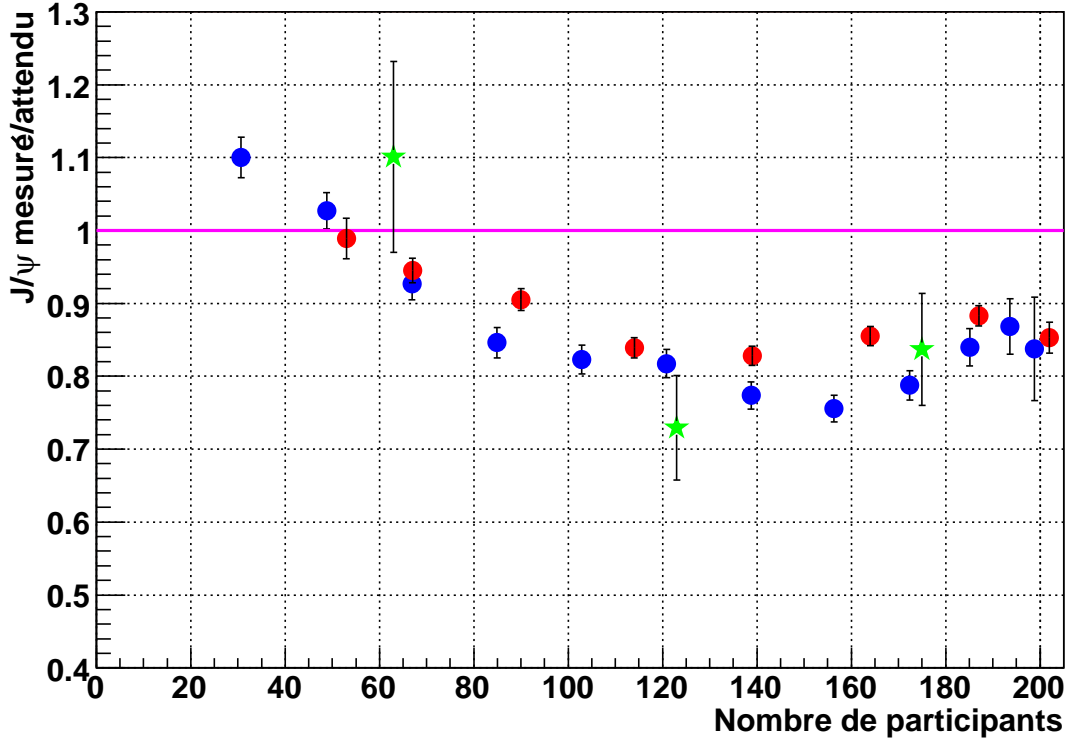


Figure 7.40 : Rapport entre le taux de J/ψ mesuré/attendu en fonction du nombre de participants obtenu à partir du VT (bleu) et du ZDC (rouge).

7.7 Comparaison avec les modèles théoriques

Dans cette partie, les résultats obtenus à partir de la distribution des traces du VT (somme de tous les champs et toutes les cibles pour les PC dimuons, figure 7.33) sont comparés à quelques prédictions théoriques sur la suppression du J/ψ en collisions $IN - IN$.

7.7.1 Modèle des co-voyageurs

Le modèle de la suppression de la production du J/ψ dans les collisions d'ions lourds par les co-voyageurs a été présenté dans le chapitre 1. Le modèle de Capella-Ferreiro [Capella 05] prend en compte l'absorption nucléaire normale ($\sigma^{abs} = 4,5$ mb) et l'interaction du J/ψ avec des co-voyageurs ($\sigma^{co} = 0.65$ mb). Il prédit la courbe tracée sur la figure 7.41 en fonction de N_{part} , bien en-dessous des résultats.

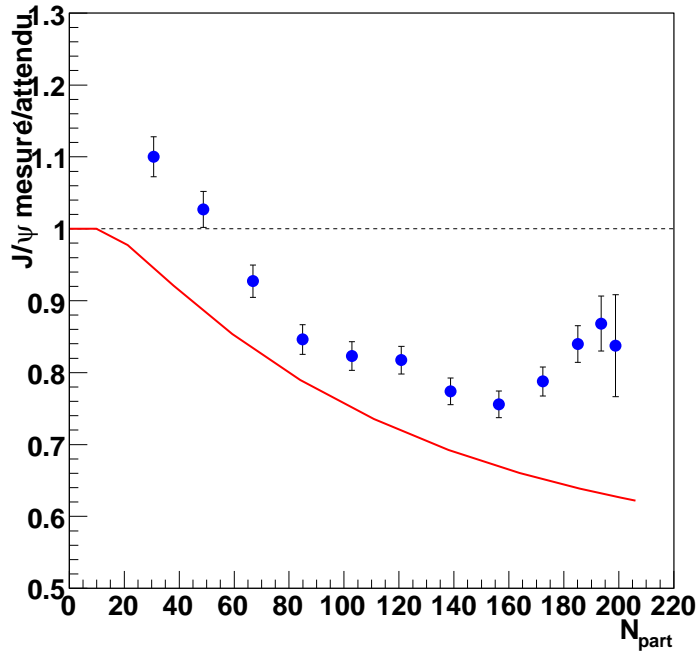


Figure 7.41 : Prédiction de la suppression du J/ψ en fonction de N_{part} par le modèle des co-voyageurs [Capella 05].

7.7.2 Modèle de dissociation et régénération

Ce modèle (Grandchamp, Rapp et Brown), également décrit dans le chapitre 1, est basé sur la dissociation et la régénération des J/ψ dans les phases plasma et hadronique [Grandchamp 04a]. Les prédictions concernant des données d'Indium sont visualisées sur la figure 7.42.

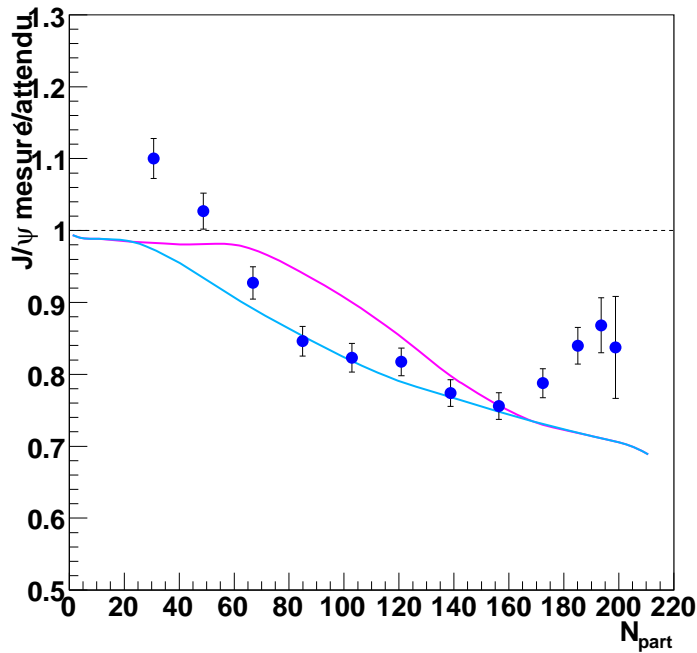


Figure 7.42 : Prédiction de la suppression du J/ψ en fonction de N_{part} par le modèle basé sur la dissociation et la régénération des J/ψ dans les phases plasma et hadronique [Grandchamp 04a]. Les courbes en rouge et bleu correspondent à deux choix différents pour les sections efficaces d'absorption du J/ψ et du ψ' .

Les deux courbes tracées correspondent à des choix différents pour les sections efficaces d'absorption du J/ψ et du ψ' . La courbe rouge correspond à $\sigma^{J/\psi} = \sigma^{\psi'} = 4,4$ mb et celle en bleu à $\sigma^{J/\psi} = 4,4$ mb et $\sigma^{\psi'} = 7,9$ mb. Aucune de ces deux courbes ne représente complètement les données.

7.7.3 Modèle de percolation

Ce modèle de percolation (Digal, Fortunato, Satz) (voir chapitre 1) prédit une diminution brutale de la production du J/ψ à cause de la disparition du χ_c pour un nombre de participants $N_{part} \sim 125$ en collisions $Pb-Pb$ et ~ 140 en $In-In$ [Digal 04]. On voit que les données expérimentales donnent ce seuil plutôt autour de $N_{part} \sim 90$ en désaccord avec les prédictions du modèle. Une comparaison plus détaillée nécessiterait de tenir compte des effets de résolution de l'appareillage.

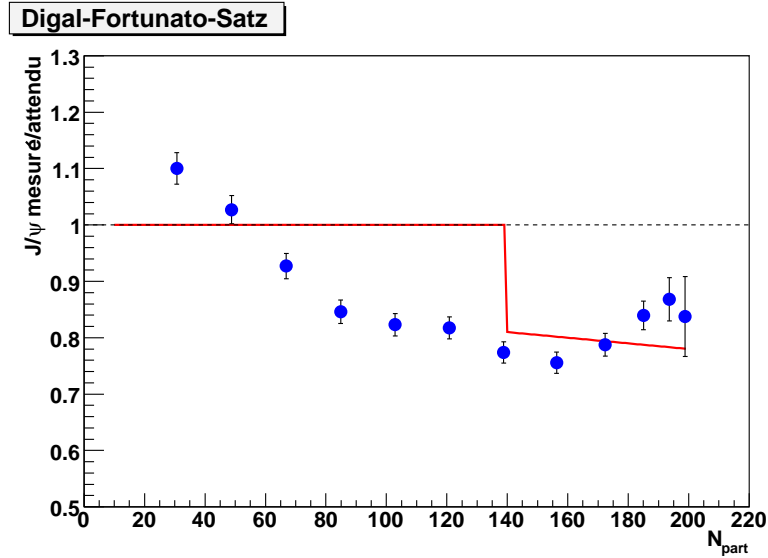


Figure 7.43 : Prédiction de la suppression du J/ψ en fonction de N_{part} par le modèle de percolation [Digal 04].

7.8 Conclusion

Nous avons dans ce chapitre présenté les résultats de l'étude sur la production du J/ψ essentiellement par deux méthodes : le rapport $J/\psi/\text{DRELL-YAN}$ extrait des distributions en masse (méthode standard) et la production du J/ψ mesurée par un détecteur de centralité (VT et ZDC) comparée à celle prédite par le modèle de Glauber tenant compte de l'absorption normale du J/ψ dans la matière nucléaire.

Une suppression du J/ψ a également été observée dans les collisions $In - In$. Elle se manifeste à $N_{part} \sim 90$, et est en parfait accord avec les observations précédentes effectuées en collisions $Pb - Pb$. La comparaison des résultats obtenus, tracés en fonction de L et N_{part} avec ceux de NA38/NA50, semblent indiquer que la bonne variable pour les représenter est N_{part} . Néanmoins, d'autres variables comme la densité d'énergie, la dimension transverse de la région d'interaction [Becattini 06] etc., devraient être étudiées pour déterminer quelle est la variable à l'œuvre.

La comparaison des résultats avec plusieurs modèles théoriques montre, qu'aucun de ceux-ci n'est capable de reproduire entièrement les données.

Conclusion

Nous avons dans ce mémoire présenté les résultats de l'expérience NA60 en collisions $In-In$ à 158 GeV/c au CERN. Ce travail s'inscrit dans la thématique du plasma de quarks et de gluons entrepris il y a déjà une trentaine d'années au CERN. Il se poursuit actuellement à plus haute énergie au RHIC. Des indices concordants, que nous avons rappelés dans ce mémoire, indiquent la création d'un état dense et chaud lors de ces collisions. Néanmoins de nombreuses questions sur les résultats obtenus, notamment au CERN lors de la campagne d'expérience entre 1986 - 2000, restaient sans réponse. Parmi celles-ci, nous en avons retenu trois : la surproduction des paires de leptons dans la région des basses masses, dans la région des masses intermédiaires entre le ϕ et le J/ψ et enfin la production anormale du J/ψ . Nous avons montré comment l'expérience NA60, extension de l'expérience NA50, pourrait tenter de répondre à ces questions. En ajoutant au dispositif expérimental de NA50 un détecteur de vertex en pixel de Silicium disposé dans un champ magnétique après la cible d'interaction, il était possible d'obtenir une information précise sur les caractéristiques des dimuons émis dans la collision. En conséquence, la résolution en masse a pu être améliorée d'un facteur 3 à la résonance du ϕ . De plus, le télescope à vertex permettait de déterminer précisément la distance de chacun des muons au vertex d'interaction. Cette possibilité est importante pour déterminer si la paire de muons considérée est d'origine prompte ou provient de la désintégration de résonances comme le méson charmé D. Comme nous l'avons montré, ces capacités instrumentales ont conduit à des résultats de physique importants. Ainsi, nous avons vu que l'excès observé dans la région des basses masses avait comme origine un élargissement du ρ dans le milieu dense et chaud formé dans la collision et exclut tout déplacement significatif du centroïde de la résonance par rapport à sa valeur dans le vide. Ce résultat a déjà suscité de nombreux travaux théoriques. En ce qui concerne la région des masses intermédiaires, nous avons pu montrer que l'excès observé était de nature prompte et que donc une augmentation du taux de charme était exclue. Pour ce qui est du J/ψ , nous avons établi que sa production était anormale dans le cas du système $In-In$ comme elle l'était pour le système $Pb-Pb$. Cette étude du taux de production a été faite de deux façons : d'une part en normalisant la production du J/ψ à celle du DRELL-YAN et d'autre part en comparant la distribution d'un détecteur de centralité (ZDC, détecteur de vertex) avec celle calculée par le modèle de Glauber en tenant compte de l'absorption nucléaire. L'avantage de la deuxième méthode est de fournir un nombre important de points en centralité. Nous avons montré que le nombre de participants permettait de mieux représenter l'ensemble des résultats disponibles que la longueur de matière parcourue par le J/ψ . Les résultats ont été comparés à plusieurs modèles théoriques qui ne les représentent pas correctement.

L'expérience NA60 a clairement obtenu des résultats importants qui devraient permettre de mieux contraindre les modèles théoriques. Les informations ainsi obtenues seront sans nul doute utiles pour les expériences réalisées à plus haute énergie au RHIC et bientôt au LHC.

Bibliographie

- [Abreu 98] M.C. Abreu *et al.*, [NA51 Collaborations], Phys. Lett. **B438** (1998) 35.
- [Abreu 99] M.C. Abreu *et al.*, [NA38 Collaborations], Phys. Lett. **B449** (1999) 128.
- [Abreu 00 EPJ] M.C. Abreu *et al.*, [NA38-NA50 Collaborations], Eur. Phys. J. **C14** (2000) 443.
- [Abreu 00a] M. C. Abreu *et al.*, [NA50 Collaboration], Phys. Lett. **B477** (2000) 28.
- [Abreu 00b] M.C. Abreu *et al.*, [NA38-NA50 Collaborations], Eur. Phys. J. **C14** (2000) 443.
- [Abreu 05] M. C. Abreu *et al.*, [NA50 Collaboration], Eur. Phys. J. **C39** (2005) 335.
- [Adams 03] J. Adams *et al.*, [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072304.
- [Adams 05] J. Adams *et al.*, [STAR Collaboration], Nucl. Phys. **A757** (2005) 102, arXiv :nucl-ex/0501009.
- [Adcox 05] K. Adcox *et al.*, [PHENIX collaboration], Nucl. Phys. **A757** (2005) 184-283.
- [Adler 03] S. S. Adler *et al.*, [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072303.
- [Adler 05] S. S. Adler *et al.*, [PHENIX Collaboration], nucl-ex/0507004.
- [Adler 06] S. S. Adler *et al.*, [PHENIX Collaboration], nucl-ex/0601037.
- [Afnasiev 00] S. V. Afnasiev *et al.*, [NA49 Collaboration], Phys. Lett. **B491** (2000) 59-66.
- [Agakichiev 97] G. Agakichiev *et al.*, [CERES Collaboration], Nucl. Inst. Meth. **A394** (1997) 225.
- [Agakichiev 98] G. Agakichiev *et al.*, [CERES Collaboration], Eur. Phys. J. **C4** (1998) 231.
- [Aggarwal 00] M. M Aggarwal *et al.*, [Collaboration WA98], Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3595.
- [Aguilar-Benitez 91] M. Aguilar-Benitez *et al.*, [Collaboration NA27], Z. Phys. C **50** (1991) 405.
- [Akeson 95] T. Akeson *et al.*, [HELIOS-1 Collaboration], Z. Phys. **C68** (1995) 47.
- [Alves 93] G. A. Alves *et al.*, [Collaboration E769], Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 722.

- [Alessandro 03a] B. Alessandro *et al.*, [NA50 Collaboration], Phys. Lett. **B533** (2003) 167.
- [Alessandro 03b] B. Alessandro *et al.*, [NA50 Collaboration], Phys. Lett. **B555** (2003) 147.
- [Alessandro 04] B. Alessandro *et al.*, [NA50 Collaboration], Eur. Phys. J. **C33** (2004) 31.
- [Alessandro 05] B. Alessandro *et al.*, [NA50 Collaboration], Eur. Phys. J. **C39** (2005) 335.
- [Alexopoulos 99] T. Alexopoulos *et al.*, [E771 Collaboration], hep-ex/9908010.
- [Anderson84] L. Anderson *et al.*, A high resolution spectrometer for the study of high mass muon pairs produced by intense hadron beams, Nucl. Instr. Meth. **A223** :26, 1984. 11,14.
- [Anderson 98] E. Anderson *et al.*, Phys. Lett. **B433** (1998) 209.
- [Anderson 99] E. Anderson *et al.*, [WA97 Collaboration], Phys. Lett. **B449** (1999) 401.
- [Angelis 00] A. L. S. Angelis *et al.*, [HELIOS-3 Collaboration], Euro. Phys. **C14** (2000) 433.
- [Antinori 99] F. Antinori *et al.*, [WA97 Collaboration], Phys. Lett. **B449** (1999) 401.
- [Antinori 05] F. Antinori *et al.*, Phys. Lett. **B623** (2005) 17-25, nucl-ex/0507012.
- [Antoniazzi 94] L. Antoniazzi *et al.*, [E705 Collaboration], Phys. Rev. **D49** (1994) 543.
- [Antreasyan 79] D. Antreasyan *et al.*, Phys. Rev. **D19** (1979) 764.
- [Appel 92] J. A. Appel, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **42** (1992) 367.
- [Appleshauser 98] E. Appleshauser *et al.*, [NA49 Collaboration], Phys. Lett. **B444** (1998) 523.
- [Armesto 99] N. Armesto *et al.*, Phys. Rev. **C59** (1999) 395.
- [Armesto 02] N. Armesto *et al.*, Nucl. Phys. **A698** (2002) 583c.
- [Arnaldi 03] R. Arnaldi *et al.*, [NA60 Collaboration], QCD@Work 2003.
- [Arnaldi 05] R. Arnaldi *et al.*, [NA60 Collaboration], Quark Matter 2005, Budapest.
- [Arnaldi 06] R. Arnaldi *et al.*, [NA60 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 162302.
- [Arnaldi 06b] R. Arnaldi *et al.*, [NA60 Collaboration], Hard Probes 06, Collaboration Meeting, 1-2 June 2006.
- [Arsene 05] I. Arsene *et al.*, [BRAHMS Collaboration], Nucl. Phys. A **757** (2005) 1.
- [Banicz 05] K. Banicz *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A539** (2005) 137-145.
- [Bearden 03] I. G. Bearden *et al.*, [BRAHMS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 102301.
- [Becattini 96] F. Becattini *et al.*, Z. Phys. **C69** (1996) 485.
- [Becattini 98] F. Becattini *et al.*, Eur. Phys. J **C5** (1998) 143.
- [Becattini 04] F. Becattini *et al.*, Phys. Rev. **C69** (2004) 024905, hep-ph/0310049.
- [Becattini 06] F. Becattini *et al.*, Phys. Lett. **B632** (2006) 233.
- [Betts 05] R. R. Betts *et al.*, [PHOBOS collaboration], Nucl. Phys. **A757** (2005) 28.
- [Bjorken 83] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D27** (1983) 140.
- [Blaizot 96] J.-P. Blaizot and J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1703.
- [Blaizot 00] J.-P. Blaizot *et al.*, nucl-th/0007020.
- [Bleicher 99] M. Bleicher *et al.*, J. Phys. **G : Nucl. Part. Phys.** **25** (1999) 1859.
- [Borges 04] G. Borges *et al.*, [NA50 Collaboration], J. Phys. **G30** (2004) S1351.

- [Borges 05] G. Borges *et al.*, [NA50 Collaboration], hep-ex/0505065 (2005).
- [Braun-Munzinger 01] P. Braun-Munzinger *et al.*, Phys. Lett. **B518** (2001) 41.
- [Braun-Munzinger 02] P. Braun-Munzinger *et al.*, Nucl. Phys. **A697** (2002) 902.
- [Braun-Munzinger 03] P. Braun-Munzinger *et al.*, nucl-th/0304013.
- [Brown 91] G. E. Brown, M. Rho, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2720.
- [Brown 02] G. E. Brown and M. Rho, Phys. Rept. **363** (2002) 85.
- [Brown 05a] G. E. Brown and M. Rho, nucl-th/0509001.
- [Brown 05b] G. E. Brown and M. Rho, nucl-th/0509002.
- [Brun 80] R. Brun *et al.*, 1980 CERN/DD/US/70.
- [Brun 75] R. Brun *et al.*, 1975 CERN/DD/75/23.
- [Brun 94] root
- [Bruno 04] G.E. Bruno [NA57 Collaboration], J. Phys. **G30** (2004) S717.
- [Capella 03] A. Capella and D. Sousa, hep-ph/0305196 (2003), nucl-th/0303055 (2003).
- [Capella 05] A. Capella and E. Ferreira, hep-ph/0505032.
- [Capelli 01] L. Capelli, Thèse, Université Lyon-I, LYCEN T 2001-21 (2001).
- [Capelli 02] L. Capelli *et al.*, [NA50 Collaboration], Nucl. Phys. **A698** (2002) 539c.
- [Casalderry-Solana 04] J. Casalderry-Solana *et al.*, hep-ph/0411315.
- [Cassing 99] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Phys. Rept. **308** (1999) 65.
- [Chanfray 96] G. Chanfray, R. Rapp and J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 368.
R. Rapp, G. Chanfray and J. Wambach, Nucl. Phys. **A617** (1997) 472.
- [Chodos 74] A. Chodos *et al.*, Phys. Rev. **D30** (1974) 3471.
- [Cleymans 87] J. Cleymans, J. Fingberg and K. Redlich, Phys. Rev. **D35** (1987) 2153.
- [Colla 04] A. Colla, Thèse, Università Degli Studi di Torino (2004).
- [Collins77] J. C. Collins and D. E. Soper, Phys. Rev. **D16** (1977) 2219.
- [Comets 99] M.-P. Comets *et al.*, [NA50 Collaboration], PANIC 99,
XVth Particles And Nuclei International Conference, Uppsala, Sweden,
June 1999.
- [Crochet 05] P. Crochet, Eur. Phys. J. **C43** (2005) 437.
- [Cronin 75] J. W. Cronin *et al.*, Phys. Rev. **D11** (1975) 3105.
- [Damjanovic 03] S. Damjanovic, A. De Falco and H. Wöhri, NA60 Internal Note 2003-4.
- [Damjanovic 05] S. Damjanovic *et al.*, [NA60 Collaboration], Quark Matter 2005, Budapest.
- [Damjanovic 06] S. Damjanovic *et al.*, [NA60 Collaboration], Hot Quark 2006, Villasimius,
Sardinia.
- [David 06] A. David, Thèse, Universidade Técnica de Lisboa (2006).
- [Date 01] CERN ALICE DAQ group. *ALICE DATE User's guide*, January 2001.
ALICE 00/31 Internal Note/DAQ 41.
- [Detar 83] C. D. Detar *et al.*, Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. **33** (1983) 235.
- [Digal 03] S. Digal, S. Fortunato and H. Satz, hep-ph/0310354 (2003).
- [Digal 04] S. Digal *et al.*, Eur. Phys. J. **C32** (2004) 547-553, hep-ph/0310354.

- [Dinh 02] P.-M. Dinh, J.-P. Blaizot and J.-Y. Ollitrault, Nucl. Phys. **A698** (2002) 579-582, nucl-th/0103083.
- [Dominguez 93] C. A. Dominguez, M. Loewe and J.C. Rojas, Z. Phys. **C59** (1993) 63.
- [Dusling 06] Dusling and Zahed, nucl-th/0604071.
- [DY 70] S.D. Drell and T.M. Yan, Phys.Rev.Lett. **25** (1970) 316.
- [Eichten 80] E. Eichten *et al.*, Phys. Rev. **D21** (1980) 203.
- [Enterria 04] D. d’Enterria, Phys. Lett. B596 (2004) 32-43, nucl-ex/0403055.
- [Eskola 98] K. J. Eskola *et al.*, Nucl.Phys. **B535** (1998) 351.
- [Eskola 99] K. J. Eskola, hep-ph/9911350.
- [Eskola 05] K. J. Eskola *et al.*, Nucl. Phys. **A747** (2005) 511, hep-ph/0406319.
- [Fodor 02] Z. Fodor et S.D. Katz, J. High Energy Phys.0203 (2002) 014.
- [Floris 05] M. Floris *et al.*, [NA60 Collaboration], ISMD05 Kromeriz (2005).
- [Florkowski 02] W. Florkowski *et al.*, Acta Phys. Pol. **B33** (2002) 761.
- [Frieze 04] V. Frieze *et al.*, [NA49 Collaboration], J. Phys. **G : Nucl. Part. Phys.** **30** (2004) S119, nucl-ex/0412013.
- [Gaździcki 99] M. Gaździcki and M. Corenstein, Acta Phys. Pol. **B30** (1999) 2705.
- [Gaździcki 00] M. Gaździcki *et al.*, hep-ph/0006236.
- [Geiss 99] J. Geiss *et al.*, Phys. Lett. **B447** (1999) 31.
- [Glauber 55] R. J. Glauber, Phys. Rev. **100** (1955) 242.
- [Glauber 70] R. J. Glauber et G. Matthiae, Nucl. Phys. **B21** (1970) 135.
- [Granata 01] V. Granata *et al.*, “Cryogenic technology for tracking detectors”. Nucl. Instrum. Meth. **A461** : 197-199 (2001) 19.
- [Grandchamp 02] L. Granchamp and R. Rapp, hep-ph/0205305 (2002).
- [Grandchamp 04a] L. Granchamp *et al.*, J. Phys. **G30** (2004) S1355.
- [Grandchamp 04b] L. Granchamp *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 21 2301.
- [Greco 04] V. Greco and C. M. Ko, nucl-th/0405040.
- [Greene 05] V. Greene *et al.*, [PHENIX Collaboration], Nucl. Phys. A (QM2005 proceedings), in print.
- [Gribov 83] L. V. Gribov *et al.*, Phys. Rept. **100** (1983) 1.
- [Groom 00] D. E. Groom *et al.*, The European Physical Journal **C15** (2000) 1.
- [Gustafsson 05] H.-A. Gustafsson, Nucl. Phys. A (QM2005 proceedings), in print.
- [Gyulassy 90] M. Gyulassy and M. Plümer, Phys. Lett. **B243** (1990) 432.
- [Gyulassy 00] M. Gyulassy *et al.*, Nucl. Phys. **B571** (2000) 197.
- [Gyulassy 05] M. Gyulassy and Larry McLerran, Nucl. Phys. **A750** (2005) 30-63, nucl-th/0405013.
- [Hatsuda 92] T. Hatsuda and S. H. Lee, Phys. Rev. **C46** (1992) 34.
- [Heuser 05] J. M. Heuser *et al.*, Communication to the CMB Tracking Week (2005).
- [Hotelling 33] H. Hotelling, J. Educ. Psych. vol. 24, pp. 417-441, 1933.
- [Hunen 01] J. Van Hunen *et al.*, CERN-ALI-2001-015 (2001).

- [Husemann 05] U. Husemann *et al.*, [HERA-B Collaboration], hep-ex/0506071
- [Jouan 98] D. Jouan *et al.*, [NA38/NA50 Collaborations], Nucl. Phys. **A638** (1998) 483c.
- [Kahana 99] D. E. Kahana *et al.*, P. P. Nucl. Phys. **42** (1999) 269.
- [Kämpfer 05] B. Kämpfer *et al.*, hep-hp/0501202.
- [Kaneta 04] M. Kaneta and N. Xu, nucl-th/0405068.
- [Karsch 88] F. Karsch *et al.*, Z. Phys. **C37** (1988) 617.
- [Karsch 03] F. Karsch and E. Laermann, arXiv :hep-lat/0305025.
- [Koch 86] P. Koch, B. Müller and J. Rafelski, Phys. Rep. **142** (1986) 167.
- [Kharzeev 94] D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. **B334** (1994) 155.
- [László 05] A. László and T. Schuster, Quark Matter 05, <http://qm2005.kfki.hu/>.
- [Leitch 99] M. J. Leitch *et al.*, [E866 Collaboration], LA-UR-99-5007, nucl-ex/9909007.
- [Leitch 00] M. J. Leitch *et al.*, [E866 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3256-3260.
- [Lenkeit 99] B. Lenkeit *et al.*, [CERES Collaboration], Nucl. Phys. **A661** (1999) 23.
- [Leutwyler 90] H. Leutwyler and A. V. Smilga, Nucl. Phys. **B342** (1990) 302.
- [Li 96] G. Li *et al.*, Nucl. Phys. **A611** (1996) 539.
- [Li 95] G. Q. Li, C. M. Ko and G. E. Brown Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4007.
- [Lin 98] Z. Lin and X. N. Wang, Phys. Lett. **B444** (1998) 147.
- [Nardi 98] M. Nardi and H. Satz, Phys. Lett. **B442** (1998) 14.
- [Martin 95] A. D. Martin *et al.*, Phys. Rev. **D51** (1995) 4756.
- [Marin 04] A. Marin *et al.*, [CERES/NA45 Collaboration], J. Phys. **G Nucl. Part. Phys.** **30** (2004) S709.
- [Matsui 86] T. Matsui, H. Staz, Phys. Lett. **B178** (1986) 416.
- [Milosevic05] J. Milosevic *et al.*, [CERES Collaboration], nucl-ex/0510057, Nucl. Phys. A (QM2005 proceedings), in print.
- [Miskowiec 05] D. Miskowiec *et al.*, [CERES/NA45 Collaboration], nucl-ex/0511010, Nucl. Phys. A (QM2005 proceedings), in print.
- [Müller 06] B. Müller and J. L. Nagle, nucl-th/0602029.
- [NA60 Pro] PROPOSAL NA60, CERN-SPSC-2000-010, SPSC / P 316, 7 March 2000.
- [NA60 Mem02 9] NA60 Collaboration, Memorandum CERN-SPSC-2002-009 (2002).
- [NA60 Mem03 1] NA60 Collaboration, Memorandum CERN-SPSC-2003-001 (2003).
- [NA60 Mem03 28] NA60 Collaboration, Memorandum CERN-SPSC-2003-028 (2003).
- [NA60 Mem03 35] NA60 Collaboration, Memorandum CERN-SPSC-2003-035 (2003).
- [NA60 Mem05 15] NA60 Collaboration, Memorandum CERN-SPSC-2005-015 (2005).
- [Oldenburg 05] M. Oldenburg *et al.*, [STAR Collaboration], nucl-ex/0510026, Nucl. Phys. A (QM2005 proceedings), in print.
- [Palmieri 98] V. Palmieri *et al.*, “Evidence for charge collection efficiency recovery in heavily irradiated silicon detectors operated at cryogenic temperatures” Nucl. Instrum. Meth., **A413** (1998) 475-478.

- [PDG 04] PDG Part. Phys. Booklet, 2004.
- [Pearson 01] K. Pearson, Philosophical Magazine, vol. 2, pp. 559-572, 1901.
- [Peireira 05] H. Peireira *et al.*, [PHENIX Collaboration], Nucl. Phys. A (QM2005 proceedings), in print.
- [Pillot 05] P. Pillot, Thèse, Université Lyon-I, 2005.
- [Pisarski 82] R. Pisarski, Phys. Lett. **B110** (1982) 155.
- [Pisarski 95] R. D. Pisarski, Phys. Rev. **D52** (1995) 3773.
- [Press release 00] Press release 2000-0210, "New State of Matter create at CERN".
<http://cern.ch/Press/Releases00/PR01.00EquarkGluonMatter.html>.
- [Quintans 02] C. Quintans, [NA50 Collaboration], J.Phys.G : Nucl.Part.Phys. 28 (2002) 1809-1817.
- [Quintans 05] C. Quintans *et al.*, [NA50 Collaboration], ICPAQGP, Kolkata 2005 to be published.
- [Rafelski 82] J. Rafelski and B. Müller, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066, [Erratum-ibid. 56 (1986) 2334].
- [Ramello 03] L. Ramello *et al.*, [NA50 Collaboration], Nucl. Phys. **A715** (2003) 243c.
- [Rapp 99] R. Rapp and J. Wambach, Eur. Phys. **A6** (1999) 415.
- [Rapp 00a] R. Rapp and J. Wambach, Adv. Nucl. Phys. **25** (2000) 1.
- [Rapp 00b] R. Rapp and E. Shuryak, Phys. Lett. **473** (2000) 13.
- [Rapp 03] R. Rapp, private communication, 2003.
- [Rapp 06a] R. Rapp and Van Hees, hep-ph/0603084.
- [Rapp 06b] R. Rapp and Van Hees, hep-ph/0604269.
- [Renk 05a] Renk and Ruppert, Rhys. Rev. **C71** (2005).
- [Renk 05b] Renk and Ruppert, hep-ph/0509134.
- [Renk 06a] Renk and Ruppert, hep-ph/0603110.
- [Renk 06b] Renk and Ruppert, hep-ph/0605130.
- [Rosinsky 03] P. Rosinsky *et al.*, "The cryogenic silicon beam tracker of NA60 for heavy ion and proton beams".
Nucl. Instrum. Meth. **A511** : 200-204 (2003) 19.
- [Rupper 05] J. Ruppert and B. Müller, hep-ph/0503158.
- [Satz 92] H. Satz, Nucl. Phys. **A544** (1992) 371c.
- [Satz 95] H. Satz, Nucl. Phys. **A590** (1995) 63c.
- [Satz 00] H. Satz, Rept. Prog. Phys. **63** (2000) 1511-1574.
- [Satz 05] H. Satz, hep-ph/0512217.
- [Schukraft 02] J. Schukraft, Nucl. Phys. **A698** (2002) 287.
- [Scomparin 05] E. Scomparin *et al.*, [NA60 Collaboration], Quark Matter 2005, Budapest.
- [Scomparin 06] E. Scomparin *et al.*, [NA60 Collaboration], Bormio 2006.
- [Senger 04] P. Senger, Prog. Part. Nucl. Phys. **53** (2004) 1.
- [Shahoyan 01] R. Shahoyan, Thèse, Universidade Técnica de Lisboa (2001).
- [Shahoyan 05] R. Shahoyan, CBM Tracking Workshop, GSI, January 2005

- [Shahoyan 05 EPJ] R. Shahoyan *et al.*, [NA60 Collaboration], Eur. Phys. J. C **43** (2005) 209. Quark Matter 2005, Budapest.
- [STAR 03] STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072304.
- [Shor 85] A. Shor, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1122.
- [Shuryak 78] E. V. Shuryak, Phys. Lett. **B78** (1978) 150.
- [Shuryak 80] E. V. Shuryak, Phys. Rep. **61** (1980) 71.
- [Sjöstrand 94] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. **82** (1994) 74.
- [Skokov 06] Skokov and Toneev, Phys. Rev. **C73** (2006).
- [Stefanek 05] G. Stefanek *et al.*, [NA49 Collaboration], nucl-ex/0510067, Nucl. Phys. A (QM2005 proceedings), in print.
- [Symalla 04] M. Symalla *et al.*, PhD thesis, DESY-THESIS-2004-020.
- [Tram 06] V. N. Tram, Thèse, Ecole Polytechnique, soutenue le 26/01/06.
- [van Buren 03] G. Van Buren *et al.*, [STAR Collaboration], Nucl. Phys. **A715** (2003) 129c.
- [van Leeuwen 03] M. van Leeuwen *et al.*, [NA49 Collaboration], Nucl. Phys. **A715** (2003) 161c.
- [Spieles 99] C. Spieles *et al.*, Phys. Rev. **C60** (1999) 54901.
- [Vitev 02] I. Vitev and M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 252301, hep-ph/0209161.
- [Vogt 05] R. Vogt, Eur. Phys. J **C43** (2005) 113-119, hep-ph/0412301.
- [Wang 05] F. Wang *et al.*, [STAR Collaboration], nucl-ex/0510068, Nucl. Phys. A (QM2005 proceedings), in print.
- [Welles 2003] J. P. Welles [CERES/NA45 Collaboration], Nucl. Phys. **A715** (2003) 262c.
- [Willis 99] N. Willis *et al.*, [NA50 Collaboration], Nucl. Phys. **A661** (1999) 534c.
- [Wind 81] H. Wind CERN-EP Internal Report 81-12.
- [Wöhri 04] H. K. Wöhri, Thèse, septembre 2004.
- [Wöhri 05] H. K. Wöhri *et al.*, [NA60 Collaboration], Eur. Phys. J. **C43** (2005) 407-413.
- [Wöhri 05b] H. K. Wöhri *et al.*, [NA60 Collaboration], PoS (HEP2005) 132.
- [Wöhri 05c] H. K. Wöhri *et al.*, [NA60 Collaboration], “XLIII Int. Winter Meeting on Nuclear Physics”, Bormio, Italie, Mars 2005.
- [Wong 96] C. Y. Wong and Z. Q. Wang, Phys. Lett. **B367** (1996) 50.
- [Zhu 05] X. Zhu, P. Zhuang and N. Xu, Phys. Lett. **B607** (2005) 107-114, nucl-th/0411093.

Le modèle de Glauber

Dans les collisions $p - A$ et noyau-noyau $A - B$ à grande énergie, la géométrie des collisions est usuellement décrite dans le cadre du modèle de Glauber [1]. Ce modèle considère l'interaction $A - B$ comme une superposition d'interactions indépendantes des nucléons des noyaux cible et projectile. De plus, on suppose que la section efficace nucléon-nucléon demeure inchangée, même si ces nucléons ont été excités lors de collisions précédentes. Un deuxième ingrédient nécessaire dans ce modèle est la distribution des nucléons dans les noyaux. Dans le cas des noyaux d'Indium, cette distribution $\rho(r)$ est paramétrée par une fonction de Saxon-Woods :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{(r-r_0)}{a}}} \quad (\text{A.1})$$

où ρ_0 ($0,17 \text{ fm}^{-3}$) est la densité nucléaire moyenne, r_0 ($5,357 \text{ fm}$) est la valeur du rayon à la densité moitié et a ($0,563 \text{ fm}$) un paramètre de largeur. Les valeurs des paramètres dépendent des noyaux.

On considère un noyau cible A et un noyau projectile B qui entrent en collision avec un paramètre d'impact \vec{b} comme indiqué dans la figure A.1.

Noyau projectile B

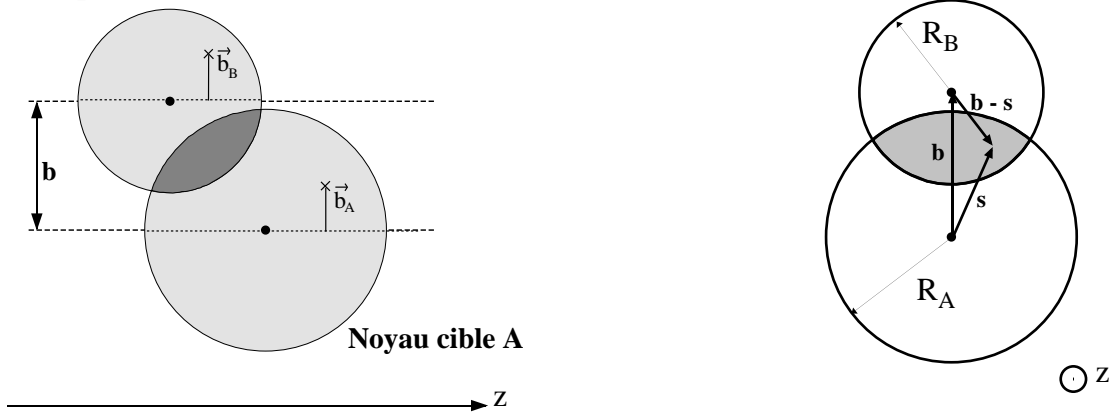


Figure A.1 : Représentation schématique d'une collision entre deux noyaux A et B avec un paramètre d'impact \vec{b} suivant l'axe longitudinal (gauche) et dans le plan transverse (droite).

A.1 Quelques définitions

Dans le noyau cible A , la densité de nucléon par unité de surface dans le plan transverse au point (\vec{s}, z_A) (à l'axe de la collision) s'écrit :

$$T_A(\vec{s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(\vec{s}, z_A) dz_A \quad (\text{A.2})$$

où $\rho_A(\vec{s}, z_A)$ est la densité de nucléon au point (\vec{s}, z_A) exprimée en coordonnées cylindrique. La fonction $T_A(\vec{s})$ est normalisée de la façon suivante :

$$\int T_A(\vec{s}) d^2s = 1 \quad (\text{A.3})$$

On peut définir de la même façon la fonction $T_B(\vec{b} - \vec{s})$ pour le noyau projectile B :

$$T_B(\vec{b} - \vec{s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_B(\vec{b} - \vec{s}, z_B) dz_B \quad \text{avec} \quad \int T_B(\vec{b} - \vec{s}) d^2(b - s) = 1 \quad (\text{A.4})$$

La fonction de recouvrement des deux noyaux entrant en collision à un paramètre d'impact \vec{b} est calculée de la manière suivante :

$$T_{AB}(\vec{b}) = \int T_A(\vec{s}) T_B(\vec{b} - \vec{s}) d^2s \quad (\text{A.5})$$

avec, d'après A.2 et A.4, la normalisation suivante : $\int T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b} = 1$.

Si on considère des noyaux qui ne sont ni déformés ni orientés, alors dans ce cas $T_{AB}(\vec{b})$ ne dépend que de la norme du paramètre d'impact \vec{b} . On obtient, dans ce cas, les simplifications suivantes : $T_i(\vec{s}) = T_i(s)$ et $T_{AB}(\vec{b}) = T_{AB}(b)$.

On peut voir sur la figure A.2 l'évolution de T_{AB} avec le paramètre d'impact b dans le cas de collisions $In - In$.

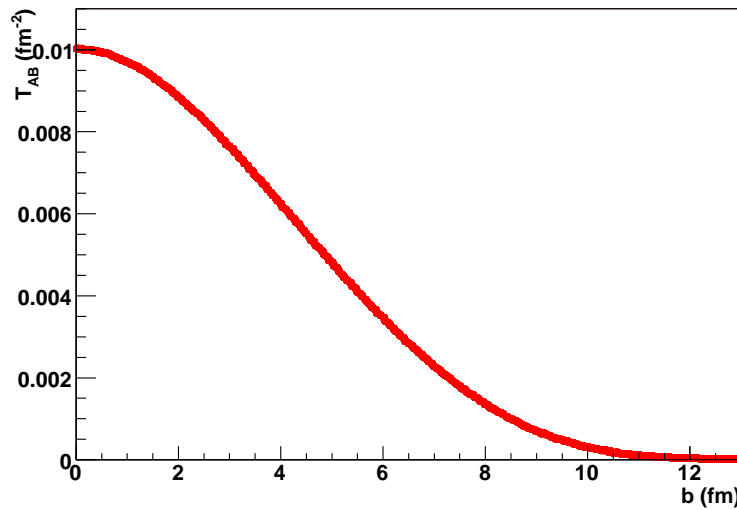


Figure A.2 : Fonction de recouvrement T_{AB} en fonction du paramètre d'impact b pour une collision $In - In$.

A.2 Probabilité d'interaction et section efficace de biais minimum

La probabilité $P_{AB}^{in}(n, \vec{b})$ de l'occurrence de n collisions inélastiques nucléon-nucléon à un paramètre d'impact \vec{b} suit une distribution binomiale :

$$P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) = \binom{AB}{n} \left(T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \right)^n \left(1 - T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \right)^{AB-n} \quad (\text{A.6})$$

où $\sigma_{NN}^{in} \sim 32$ mb est la section efficace inélastique nucléon-nucléon.

La section efficace de production d'événements inélastiques de biais minimum (MB) dans une collision $A - B$ à un paramètre d'impact \vec{b} s'obtient en sommant l'équation A.6 sur l'ensemble des collisions :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{in}}{d\vec{b}} = \sum_{n=1}^{A \times B} P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) = \sum_{n=0}^{A \times B} P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) - \left[1 - T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \right]^{AB} = 1 - \left[1 - T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \right]^{AB} \quad (\text{A.7})$$

En intégrant A.7 sur la variable azimutale, on obtient la section efficace de biais minimum :

$$\frac{d\sigma^{MB}}{db} = 2\pi b \left[1 - (1 - T_{AB}(b) \sigma_{NN}^{in})^{AB} \right] \quad (\text{A.8})$$

A.3 Nombre de collisions et nombre de participants

On peut, grâce à l'équation A.6 donnant la probabilité d'avoir n collisions inélastiques nucléon-nucléon, estimer le nombre moyen de collisions pour un paramètre d'impact b :

$$N_{coll}^{AB}(\vec{b}) = \sum_{n=1}^{A \times B} n P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) = A B T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \quad (\text{A.9})$$

Une autre variable permet également de caractériser une collision noyau-noyau, il s'agit du nombre moyen de nucléons participants à la collision $N_{part}(\vec{b})$ pour un paramètre d'impact \vec{b} . On le définit de la façon suivante :

$$N_{part}^{AB}(\vec{b}) = \int AT_A(\vec{s})(1 - [1 - \sigma_{NN}^{in} T_B(\vec{b} - \vec{s})]^B) + \int BT_B(\vec{b} - \vec{s})(1 - [1 - \sigma_{NN}^{in} T_A(\vec{s})]^A) d^2s \quad (\text{A.10})$$

A.4 Section efficace des processus durs

On considère maintenant un processus dur dans une collision $A - B$, comme le DRELL-YAN ou la création de paires $c\bar{c}$. Etant donné que toutes les interactions binaires ont la même probabilité de produire un tel processus, sa section efficace doit suivre la même loi que celle décrite dans l'équation A.7. Il faut toutefois remplacer la section efficace inélastique nucléon-nucléon σ_{NN}^{in} par la section efficace de production de processus dur σ_{NN}^{dur} dans les collisions nucléon-nucléon. A cause des très petites valeurs des sections efficaces des processus durs, la section efficace $A - B$ est dominée par le premier terme ($n = 1$) de la somme de l'équation A.7 :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{d\vec{b}} = AB T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{dur} \simeq N_{coll}^{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{dur} \quad (\text{A.11})$$

En prenant en compte le fait que la fonction $T_{AB}(\vec{b})$ est normalisée à l'unité, on en déduit que la section efficace totale de production d'un processus dur s'écrit :

$$\sigma_{AB}^{dur} = AB \int d\vec{b} T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{dur} = AB\sigma_{NN}^{dur} \quad (\text{A.12})$$

A.5 Production du J/ψ et absorption nucléaire

Dans une collision $A - B$ de paramètre d'impact \vec{b} , le J/ψ est produit par un processus dur et sa section efficace de production s'écrit selon A.11 :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{J/\psi}}{d\vec{b}} = AB T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{pp}^{J/\psi} \quad (\text{A.13})$$

où $\sigma_{pp}^{J/\psi}$ est la section efficace élémentaire de production du J/ψ .

Une fois produit, le J/ψ peut être détruit par interaction avec la matière nucléaire environnante avec une section efficace σ_{abs} : c'est ce que l'on appelle la suppression normale du J/ψ . On peut exprimer la probabilité de survie du J/ψ de la façon suivante :

$$S_{AB}(\vec{b}, \vec{s}, z_A, z_B) = e^{-[(A-1) \int_{-\infty}^{z_A} \rho_A(\vec{s}, z) dz] \sigma_{abs}} \times e^{-[(B-1) \int_{-\infty}^{z_B} \rho_B(\vec{b} - \vec{s}, z) dz] \sigma_{abs}} \quad (\text{A.14})$$

En tenant compte des interactions du J/ψ avec la matière, l'équation A.13 devient :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{AB}^{J/\psi}}{d\vec{b}} &= AB\sigma_{pp}^{J/\psi} \int d^2s \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(\vec{s}, z_A) e^{-[(A-1) \int_{-\infty}^{z_A} \rho_A(\vec{s}, z) dz] \sigma_{abs}} dz_A \right. \\ &\quad \left. \times \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_B(\vec{s}, z_B) e^{-[(B-1) \int_{-\infty}^{z_B} \rho_B(\vec{b} - \vec{s}, z) dz] \sigma_{abs}} dz_B \right] \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Cette équation peut se mettre sous la forme suivante [2] :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{AB}^{J/\psi}}{d\vec{b}} &= \frac{AB\sigma_{pp}^{J/\psi}}{(A-1)(B-1)\sigma_{abs}^2} \times \int d^2s \left[\left(1 - e^{-[(A-1) \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(\vec{s}, z) dz] \sigma_{abs}} \right) \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 - e^{-[(B-1) \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_B(\vec{b} - \vec{s}, z) dz] \sigma_{abs}} \right) \right] \\ &= \frac{AB\sigma_{pp}^{J/\psi}}{(A-1)(B-1)\sigma_{abs}^2} \times \int d^2s \left[\left(1 - e^{-(A-1)T_A(\vec{s})\sigma_{abs}} \right) \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 - e^{-(B-1)T_B(\vec{b} - \vec{s})\sigma_{abs}} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Si la section efficace d'absorption σ_{abs} est suffisamment petite, l'équation A.16 peut être développée de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{AB}^{J/\psi}}{d\vec{b}} &= AB T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{pp}^{J/\psi} \left[1 - \sigma_{abs} \frac{\int T_A(\vec{s}) T_B(\vec{b} - \vec{s}) \frac{(A-1)T_A(\vec{s}) + (B-1)T_B(\vec{b} - \vec{s})}{2} d^2s}{T_{AB}(\vec{b})} + \dots \right] \\ &\simeq AB T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{pp}^{J/\psi} e^{-\sigma_{abs} \rho_0 L(\vec{b})} \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

en posant :

$$L(\vec{b}) = \frac{1}{\rho_0} \frac{\int T_A(\vec{s}) T_B(\vec{b} - \vec{s}) \frac{(A-1)T_A(\vec{s}) + (B-1)T_B(\vec{b} - \vec{s})}{2} d^2s}{T_{AB}(\vec{b})} \quad (\text{A.18})$$

où $L(\vec{b})$ représente la longueur moyenne de matière nucléaire traversée par le J/ψ dans une collision $A-B$ de paramètre d'impact \vec{b} et ρ_0 la densité nucléaire moyenne ($\rho_0 = 0,17$ nucléon/fm³).

Dans les collisions $p-A$, la relation A.18 s'écrit :

$$L(\vec{b}) = \frac{1}{\rho_0} \frac{\int \frac{(A-1)}{2} T_A^2(\vec{s}) d^2s}{\int T_A(\vec{s}) d^2s} \quad (\text{A.19})$$

A.6 Calcul des valeurs moyennes de L et de N_{part}

Il est possible de calculer les valeurs moyennes de $L(\vec{b})$ et de $N_{part}(\vec{b})$ grâce aux équations A.18 et A.10. Pour les processus durs comme le J/ψ et le DRELL-YAN, on utilise la relation A.11 :

$$L = \langle L(\vec{b}) \rangle = \frac{\int L(\vec{b}) \frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{d\vec{b}} d\vec{b}}{\int \frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{d\vec{b}} d\vec{b}} = \frac{\int L(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b}}{\int T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b}} \quad (\text{A.20})$$

$$N_{part} = \langle N_{part}(\vec{b}) \rangle = \frac{\int N_{part}(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b}}{\int T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b}} \quad (\text{A.21})$$

A.7 Relations entre mesures expérimentales et centralité

Dans ce paragraphe, nous décrivons la façon de relier les mesures expérimentales des détecteurs ZDC et VT à la centralité de la collision.

A.7.1 Calorimètre à zéro degré (ZDC)

La probabilité $P(E_{ZDC}, \vec{b})$ de mesurer dans une collision noyau-noyau une énergie $E_{ZDC}(\vec{b})$ à un paramètre d'impact \vec{b} peut être exprimée par une Gaussienne :

$$P(E_{ZDC}, \vec{b}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{E_{ZDC}}(\vec{b})} e^{-\frac{1}{2} \frac{(E_{ZDC} - \langle E_{ZDC}(\vec{b}) \rangle)^2}{\sigma_{E_{ZDC}}^2(\vec{b})}} \quad (\text{A.22})$$

Dans le cas des collisions $In - In$ à 158 GeV/c/nucléon, l'énergie moyenne au paramètre d'impact b , $\langle E_{ZDC}(\vec{b}) \rangle$, peut être reliée au nombre de participants $N_{part}(\vec{b})$ de la façon suivante :

$$\langle E_{ZDC}(\vec{b}) \rangle = 158 \cdot \left(115 - \frac{N_{part}(\vec{b})}{2} \right) + \alpha \cdot N_{part}(\vec{b}) \quad (\text{A.23})$$

où α est un facteur prenant en compte la fraction des particules secondaires, essentiellement des pions, pénétrant dans le ZDC.

La largeur de la Gaussienne, $\sigma_{E_{ZDC}}(\vec{b})$, est paramétrisée de la façon suivante [3] :

$$\sigma_{E_{ZDC}}(\vec{b}) = \sqrt{(\beta \cdot \sqrt{E_{ZDC}(\vec{b})} + \gamma \cdot E_{ZDC}(\vec{b}))^2 + \delta^2} \quad (\text{A.24})$$

où β et γ sont des paramètres extraits de la calibration du ZDC et δ est un terme qui prend en compte l'élargissement du signal dû aux incertitudes de calibration et à la largeur des piédestaux.

Les paramètres α et δ sont ajustés pour reproduire le spectre en énergie du ZDC en déclenchement de biais minimum avec la section efficace :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{in}}{dE_{ZDC}} = \int \frac{d\sigma_{AB}^{in}}{d\vec{b}} P(E_{ZDC}, \vec{b}) d\vec{b} \quad (\text{A.25})$$

Après détermination de ces quatre paramètres, on peut calculer la section efficace de production de processus durs en fonction de E_{ZDC} :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{dE_{ZDC}} = \int \frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{d\vec{b}} P(E_{ZDC}, \vec{b}) d\vec{b} \quad (\text{A.26})$$

De même, si on considère une tranche en centralité définie par les bornes E_{ZDC_1} et E_{ZDC_2} , on peut calculer dans cette tranche les valeurs moyennes de L et N_{part} :

$$L = \frac{\int_{E_{ZDC_1}}^{E_{ZDC_2}} \int L(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) P(E_{ZDC}, \vec{b}) d\vec{b} dE_{ZDC}}{\int_{E_{ZDC_1}}^{E_{ZDC_2}} \int T_{AB}(\vec{b}) P(E_{ZDC}, \vec{b}) d\vec{b} dE_{ZDC}} \quad (\text{A.27})$$

$$N_{part} = \frac{\int_{E_{ZDC_1}}^{E_{ZDC_2}} \int N_{part}(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) P(E_{ZDC}, \vec{b}) d\vec{b} dE_{ZDC}}{\int_{E_{ZDC_1}}^{E_{ZDC_2}} \int T_{AB}(\vec{b}) P(E_{ZDC}, \vec{b}) d\vec{b} dE_{ZDC}} \quad (\text{A.28})$$

A.7.2 Télescope à vertex (VT)

La probabilité $P(Mul, \vec{b})$ de mesurer une multiplicité de traces Mul dans le télescope à vertex lors d'une collision noyau-noyau de paramètre d'impact \vec{b} est donnée par une distribution Gaussienne :

$$P(Mul, \vec{b}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{Mul}(\vec{b})} e^{-\frac{1}{2} \frac{(Mul - \langle Mul(\vec{b}) \rangle)^2}{\sigma_{Mul}^2(\vec{b})}} \quad (\text{A.29})$$

On suppose que Mul est proportionnel au nombre de nucléons participants et que la largeur de la Gaussienne reflète la résolution expérimentale du télescope à vertex. On peut alors écrire :

$$\langle Mul(\vec{b}) \rangle = q N_{part}(\vec{b}) \quad \text{et} \quad \sigma_{Mul}^2(\vec{b}) = \omega q \langle Mul(\vec{b}) \rangle = \omega q^2 N_{part}(\vec{b}) \quad (\text{A.30})$$

où q représente la multiplicité moyenne par participant et ω est associé à la résolution expérimentale. Ces paramètres sont déterminés en ajustant la distribution en multiplicité Mul pour des événements de biais minimum avec la section efficace :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{in}}{dMul} = \int \frac{d\sigma_{AB}^{in}}{d\vec{b}} P(Mul, \vec{b}) d\vec{b} \quad (\text{A.31})$$

On calcule ensuite la section efficace de production de processus durs en fonction de Mul :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{dMul} = \int \frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{d\vec{b}} P(Mul, \vec{b}) d\vec{b} \quad (\text{A.32})$$

De même, si on considère une tranche en centralité définie par les bornes Mul_1 et Mul_2 , on peut calculer, pour cette tranche, les valeurs moyennes de L et N_{part} :

$$L = \frac{\int_{Mul_1}^{Mul_2} \int L(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) P(Mul, \vec{b}) d\vec{b} dMul}{\int_{Mul_1}^{Mul_2} \int T_{AB}(\vec{b}) P(Mul, \vec{b}) d\vec{b} dMul} \quad (\text{A.33})$$

$$N_{part} = \frac{\int_{Mul_1}^{Mul_2} \int N_{part}(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) P(Mul, \vec{b}) d\vec{b} dMul}{\int_{Mul_1}^{Mul_2} \int T_{AB}(\vec{b}) P(Mul, \vec{b}) d\vec{b} dMul} \quad (\text{A.34})$$

Références

- [1] R. J. Glauber, Phys. Rev. **100** (1955) 242.
- [2] J.-P. Blaizot and J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1703.
- [3] A. Colla, Thèse, Università Degli Studi di Torino (2004).

Notes Na60

B.1 A method for track parametrization in the NA50 pixel detector

NA50 Internal Report

October 1998

A method for track parametrization in the NA50 pixel detector

L. DUCROUX, A. GUICHARD

*Institut de Physique Nucléaire de Lyon, IN2P3/CNRS, Université C. Bernard Lyon-1, F-69622
Villeurbanne CEDEX, France*

I. Introduction

In order to study the low mass dimuon spectrum produced in heavy-ion interactions on a target with a good energy resolution, the NA50 Collaboration has proposed to upgrade the existing set-up by implanting a vertex spectrometer at the target location [1]. It is made of pixel detectors placed in a dipole field and designed so as to give a precise determination of the vertex position allowing therefore a very good knowledge of the invariant mass of the muon pair. A good tracking of the particles emitted in the collision is therefore needed. It usually relies on a good pattern recognition combined with a minimization procedure in order to extract track parameters. This method is usually quite lengthy and computer time consuming especially for central Pb-Pb interactions. It would be interesting to use alternative methods which can speed up the procedure. One possibility is to parametrize the track characteristics (i.e. after pattern recognition) in such a way that, one can obtain them very quickly from the measured coordinates in the different pixel planes. In the following paragraphs, we present such a method based on the work of H. Wind [2].

II. Method

A track is defined by five quantities. We will consider here the three components P_x, P_y, P_z of the particle momentum P together with the coordinates X_0, Y_0 of the track in the transverse plane at the target position. Several thousands of tracks (N) are simulated in a given set-up made of several pixel planes (M) placed at different positions along the beam axis (coordinate z). For a given magnetic field and initial conditions, the track coordinates can be computed at each of the pixel planes. Two correlation matrices between the different planes can be obtained in the following way :

$$\begin{aligned} A_{ij} &= \sum_{\alpha=1}^N [(x_{i\alpha} - \bar{x}_i)(x_{j\alpha} - \bar{x}_j)] && \text{for x coordinate} \\ B_{ij} &= \sum_{\alpha=1}^N [(y_{i\alpha} - \bar{y}_i)(y_{j\alpha} - \bar{y}_j)] && \text{for y coordinate} \end{aligned} \quad (B.1)$$

- $x_{i\alpha}, x_{j\alpha}$ and $y_{i\alpha}, y_{j\alpha}$ are the track coordinates in pixel plane i and j respectively for track number α ;
- \bar{x}_i, \bar{x}_j and \bar{y}_i, \bar{y}_j are the mean values of the N simulated tracks in plane i and j respectively.

These matrices are real and symmetric by construction. Eigenvalues and corresponding eigenvectors can be obtained. By considering only a subset of eigenvalues significantly different from zero, one can associate new variables to the set of M observed x_i (or y_i) :

$$\xi_j^x = \sum_{i=1}^M \omega_{ij}^A x_i \quad \xi_j^y = \sum_{i=1}^M \omega_{ij}^B y_i \quad (B.2)$$

The coefficients ω_{ij}^A and ω_{ij}^B are the i^{th} component of the eigenvector corresponding to the j^{th} largest value of the matrices A and B . The idea is now to parametrize the track characteristics (P_x, P_y, P_z, X_0, Y_0) or some combination of them (as we shall see later) in term of a Chebyshev polynomial $T(\xi)$ expansion such as for example :

$$X_0(\xi_1^x, \xi_2^x) = \sum_{i,j} \alpha_{ij} T_i(\xi_1^x) T_j(\xi_2^x) \quad (B.3)$$

The coefficients α_{ij} of the development are obtained from a fit of simulated values. Now, from a set of measured (x_i, y_i) values for a given track, one can deduce according to equation (B.2) the corresponding ξ_j^x, ξ_j^y coordinates and from equations similar (B.3) deduce the track characteristics (P_x, P_y, P_z, X_0, Y_0).

III. Set-up and track model

In order to see whether the method outlined in the previous paragraph is working, we have in a first step considered that each pixel is infinitely small and furthermore that the set-up is made of eight planes ($M=8$) each giving an (x, y) information. The geometry used in the simulation is the following :

Plane Number	1	2	3	4	5	6	7	8
Position Z (cm)	10.0155	10.9900	15.0040	15.3850	16.9800	17.5050	24.0000	24.5030

Table B.1 : Geometry used in the simulation.

We considered a magnetic field value of 1.6 T in the X direction. The particle origin was sampled in a transverse area ($-2 < x, y < 2$ cm). The particle trajectory was computed from the usual equation of motion :

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (\text{B.4})$$

The impulsion of the particle was sampled in a flat distribution from 10 to 60 GeV/c. The polar angle θ and azimuthal angle φ were also obtained from flat distributions, limited to $\pm 20^\circ$ for θ . Each track was also parametrized with the following equations :

- (y-z) plane $y = az^2 + bz + c$
- (x-z) plane $x = dz + e$

These coefficients a, b, c, d and e can be related to the track characteristics by the following relations :

$$\begin{aligned} a &= \frac{qB(P_z^2 - P_x^2)}{2P_z^3} & P_z &= \frac{(b^2 + 1)qB}{2a} \\ b &= \frac{P_y}{P_z} & P_y &= bP_z \\ c &= Y_0 & Y_0 &= c \\ d &= \frac{P_x}{P_z} & P_x &= dP_z \\ e &= X_0 & X_0 &= e \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

IV. Application of the track parametrization method

1. First step

We have simulated a great number of tracks (up to 10 millions) in the phase space mentionned in the preceding paragraph and computed the A_{ij} and B_{ij} matrices elements as indicated in formulas (B.1). After diagonalization of the (8*8) A and B matrices, the three highest eigenvalues and the corresponding eigenvectors for B matrix and the two highest eigenvalues and the corresponding eigenvectors for A matrix were selected. As an example, we list the eight eigenvalues of A and B matrices in table B.2.

Eigenvalue number	1	2	3	4	5	6	7	8
A Eigenvalue	62.2	$7.2 \cdot 10^{-1}$	$1.8 \cdot 10^{-8}$	$9.8 \cdot 10^{-13}$	$4.1 \cdot 10^{-13}$	$-8.8 \cdot 10^{-14}$	$-1.8 \cdot 10^{-13}$	$-4.0 \cdot 10^{-13}$
B Eigenvalue	62.5	$7.2 \cdot 10^{-1}$	$4.3 \cdot 10^{-5}$	$8.3 \cdot 10^{-13}$	$9.3 \cdot 10^{-14}$	$-1.2 \cdot 10^{-14}$	$-4.0 \cdot 10^{-13}$	$-9.7 \cdot 10^{-13}$

Table B.2 : List of the eight eigenvalues of the A and B matrices.

Then the associated variables ξ_j^x and ξ_j^y can be extracted with the help of equation (B.2). As the trajectory in the (y-z) plane depends on three parameters, we retain three different ξ_j^y values (i.e j=1, 2 and 3). For the (x-z) plane trajectory, we keep only two ξ_j^x values (i.e j=1 and 2). The Chebyshev polynomial expansions of the different parameters (a,b,c) and (d,e) are the following :

$$(a, b, c) = \sum_{i,j,k} \alpha_{ijk} T_i(\xi_1^y) T_j(\xi_2^y) T_k(\xi_3^y) \quad \text{with } i,j,k = 0,1$$

$$(d, e) = \sum_{i,j} \beta_{ij} T_i(\xi_1^x) T_j(\xi_2^x) \quad \text{with } i,j = 0,1$$
(B.6)

where $T_i(\xi)$ is the Chebyshev polynomial of degree i. The different α_{ijk} and β_{ij} parameters are obtained from a χ^2 minimization of the known (a,b,c) and (d,e) coefficients.

A technical detail : as Chebyshev polynomials are defined for a variable interval [-1,+1], one has to rescale the ξ values obtained from (B.2) in the [-1,+1] range before extracting the α_{ijk} and β_{ij} coefficients. As an example, we list in table B.3 the β_{ij} coefficients corresponding to the d and e parameters.

	d	e
β_{00}	$8.27.10^{-8}$	$-6.71.10^{-7}$
β_{10}	-2.77	49.89
β_{01}	$6.78.10^{-1}$	2.35
β_{11}	$-5.10.10^{-6}$	$4.10.10^{-5}$

Table B.3 : β_{ij} coefficients for the d and e expansion.

2. Second step

We have simulated a new set of tracks and compared the simulated track characteristics to the ones obtained using the ω_{ij}^A , ω_{ij}^B , α_{ijk} and β_{ij} coefficients set. This is done in the following way : for each track, the coordinates (x,y) in each pixel plane are calculated. From equation (B.2), we can deduce the ξ_j^x and ξ_j^y coordinates and from (B.6) and (B.5) extract the P_x , P_y , P_z , X_0 , Y_0 values of the track and compare them to the simulated one.

On figure B.1 and B.2 are displayed the following ratios :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{f_{Simulated} - f_{Reconstructed}}{f_{Simulated}}$$

with f being respectively P, P_x , P_y , P_z , a, b, c, d and e for two classes of momentum ($10 < P < 20$ GeV/c, figure B.1) and ($50 < P < 60$ GeV/c, figure B.2). On figure B.3 we have plotted the evolution of the RMS values for P, P_x , P_y , P_z , a, b, c, d and e as a function of the momentum. One can see that the RMS values are very good whatever the considered range of momentum. Therefore, this method reproduce quite well the track momentum and origin.

Remarks : in this method, the Chebyshev expansion has to be performed on a, b, d coefficients (which are functions of the momentum components) and not on P_x , P_y and P_z momentum components. We have checked that with only four pixel planes, the same good agreement between simulated and reconstructed tracks is achieved.

VI. Influence of the pixel size

The particle trajectories are in practice measured with pixel of size : $50 \times 500 \mu\text{m}$. In order to see the influence of the pixel size on the determination of the track characteristics, we have again simulated a set of tracks and we have associated as (x,y) coordinates those corresponding to the center of the different pixel crossed by each trajectory. The same procedure as outlined in paragraph II has been followed. We have computed matrices A and B (equation B.1) and the α_{ijk} and β_{ij} coefficients (equation B.6) in both situation : with and without consideration of the pixel size. The results are similar in both cases. One can see in figures B.4 and B.5 an important degradation of the RMS values of the different $\frac{\Delta f}{f}$ which increases with the particle momentum considered : for example, the RMS value of the curvature coefficient, a, is about 44% for $50 < P < 60 \text{ GeV/c}$ which is not acceptable.

In order to improve these results, we consider that the vertex of the interaction in the target is known from the X_0 , Y_0 distributions. In our method, it is equivalent to add another plane to the eight existing ones. Therefore, we follow the whole procedure of paragraph II and IV. For the vertex position, we have taken the simulated one shifted by $50 \mu\text{m}$ in X direction and $10 \mu\text{m}$ in Y one in order to take into account the error associated to the reconstructed vertex. Figures B.6 and B.7 shows the results concerning the different $\frac{\Delta f}{f}$. One can see a real improvement in the results. In the particle momentum range $50 < P < 60 \text{ GeV/c}$, the RMS value of the curvature coefficient drops now to 18%. We have checked these results by a direct χ^2 minimization method which leads to similar results as can be seen in figure B.6.

It is interesting to see the influence of the pixel size on the curvature parameter itself (not on $\frac{\Delta a}{a}$ as we already discussed). The distribution of the parameter is plotted on figure B.7 assuming that impact coordinates are measured with an infinite precision. There is a clear separation between positive and negative values correlated with the charge of the particle. Now, if we take into account the pixel size, the curvature distribution get smeared as shown in figure B.8. Introducing the knowledge we have on the vertex point (i.e. considering that we known the impact coordinates in nine planes instead of eight planes) improves the results and leads again to a better separation between positive and negative charged particles as we can see in figure B.9.

Clearly, taking into account the vertex position point of the interaction in this method improves the results which are comparable to a χ^2 method.

V. Conclusion

A method for track parametrization in the pixel vertex spectrometer has been proposed and shown to be working quite well in an ideal set-up. Introducing the pixel size leads to a serious degradation of the results. However, by taking into account the information on the vertex position, the results can be significantly improved and are similar to those obtained by a χ^2 minimization method. Other effects should also be taken into account : multiple scattering and energy loss of the particles.

References

- [1] Addendum to proposal SPSLC/P265, CERN/SPSC 97-22.
- [2] H. Wind, Function parametrization, CERN 72-12.

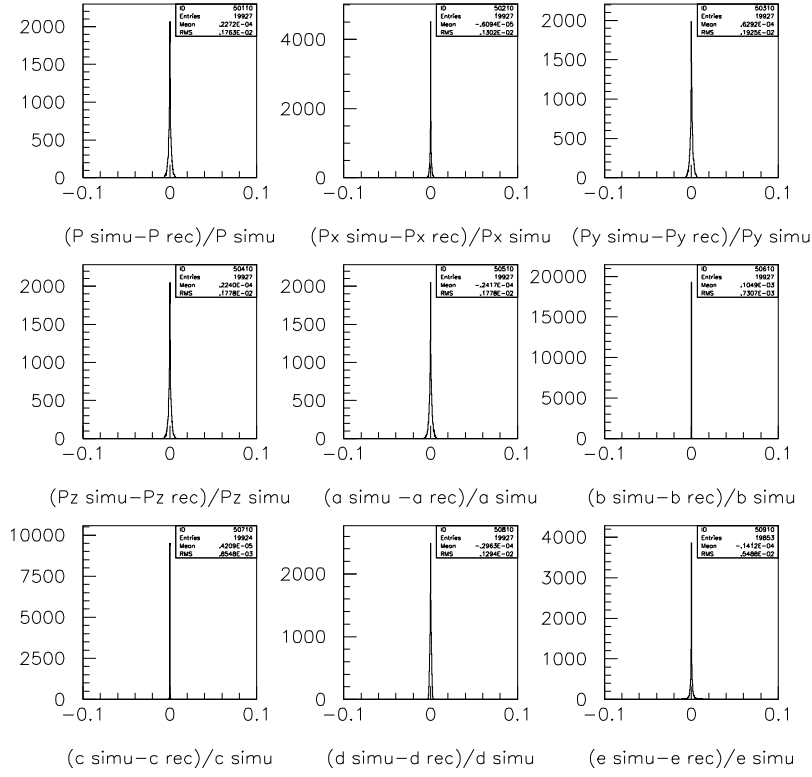


Figure B.1 : $\frac{\Delta f}{f} = \frac{f_{\text{Simulated}} - f_{\text{Reconstructed}}}{f_{\text{Simulated}}}$ f being respectively P , P_x , P_y , P_z , a , b , c , d , e for $10 < P < 20 \text{ GeV}/c$.

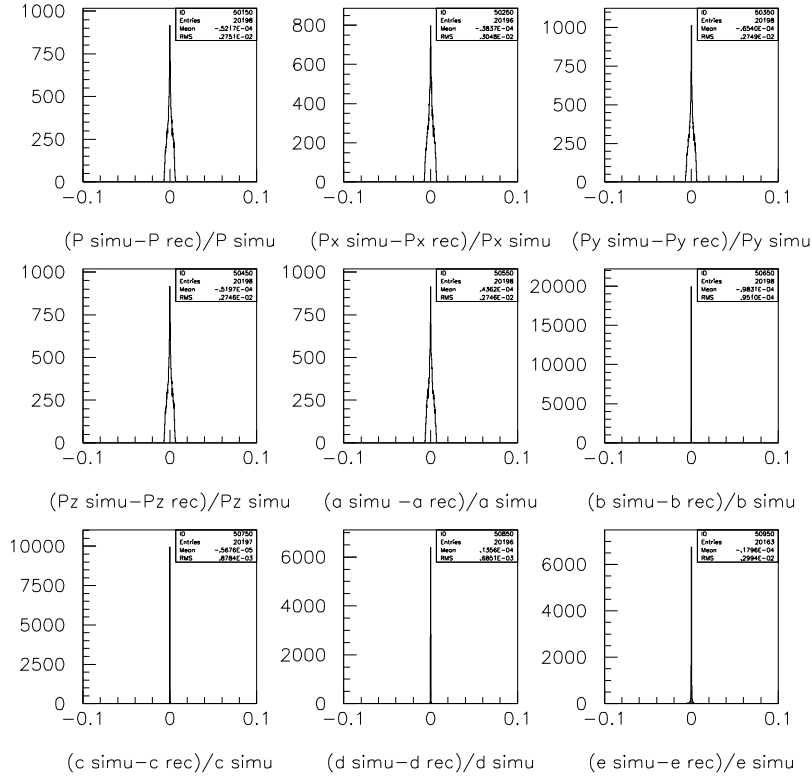


Figure B.2 : $\frac{\Delta f}{f} = \frac{f_{\text{Simulated}} - f_{\text{Reconstructed}}}{f_{\text{Simulated}}}$ f being respectively P , P_x , P_y , P_z , a , b , c , d , e for $50 < P < 60 \text{ GeV}/c$.

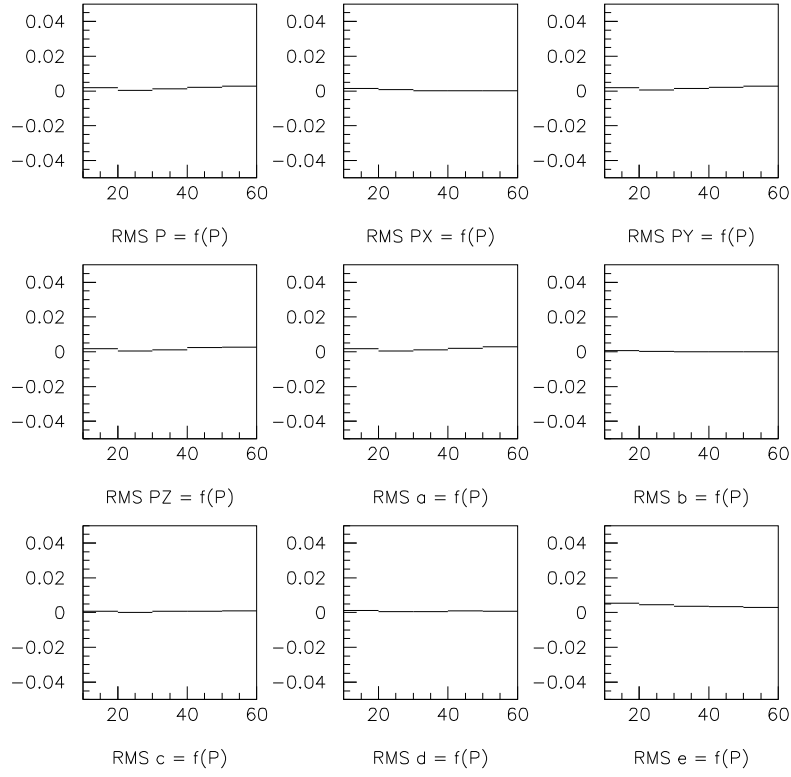


Figure B.3 : Variation of the RMS value of $P, P_x, P_y, P_z, a, b, c, d, e$ for five different values of momentum 15 GeV, 25 GeV, 35 GeV, 45 GeV and 55 GeV.

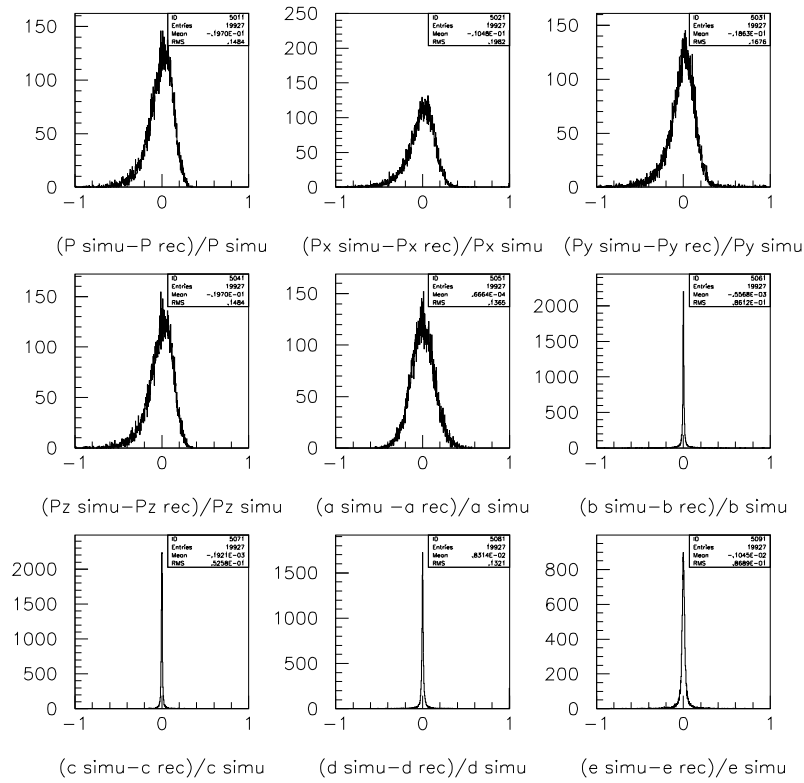


Figure B.4 : $\frac{\Delta f}{f} = \frac{f_{\text{Simulated}} - f_{\text{Reconstructed}}}{f_{\text{Simulated}}}$ f being respectively $P, P_x, P_y, P_z, a, b, c, d, e$ for $10 < P < 20$ GeV/c considering the pixel size.

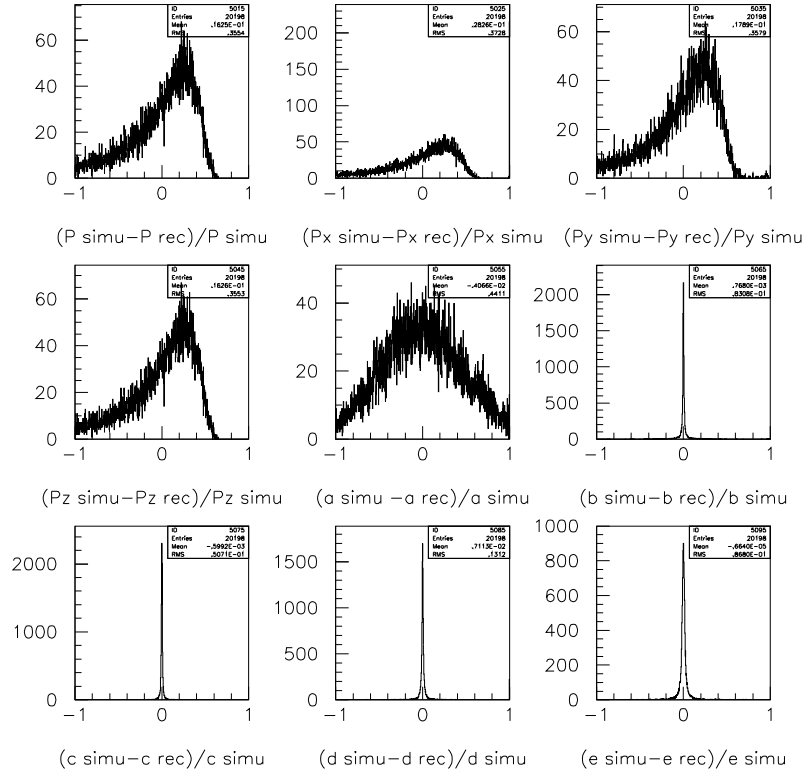


Figure B.5 : $\frac{\Delta f}{f} = \frac{f_{\text{Simulated}} - f_{\text{Reconstructed}}}{f_{\text{Simulated}}}$ f being respectively P , P_x , P_y , P_z , a, b, c, d, e for 50 < P < 60 GeV/c considering the pixel size.

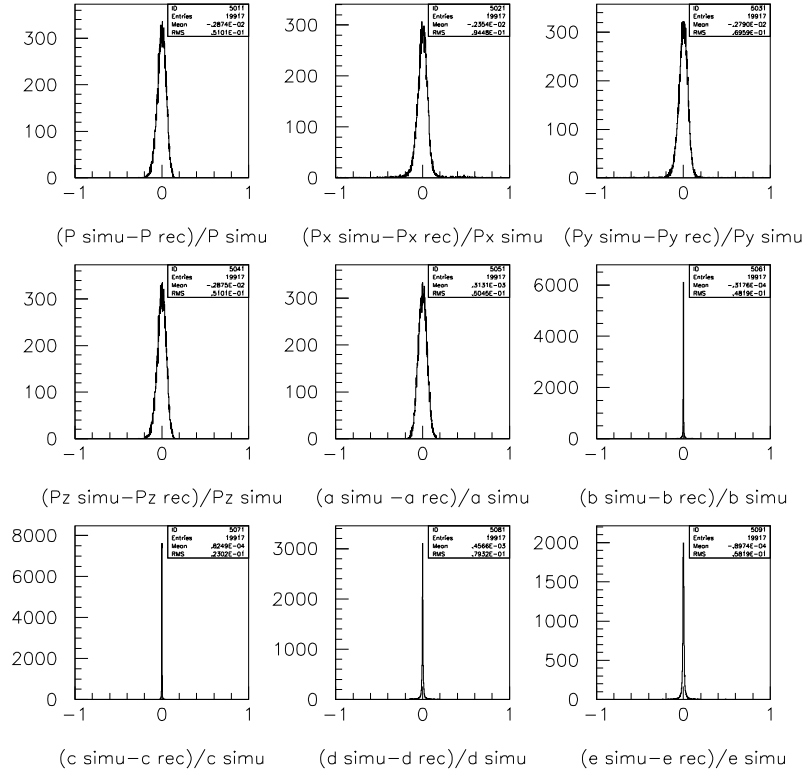


Figure B.6 : $\frac{\Delta f}{f} = \frac{f_{\text{Simulated}} - f_{\text{Reconstructed}}}{f_{\text{Simulated}}}$ f being respectively P , P_x , P_y , P_z , a, b, c, d, e for 10 < P < 20 GeV/c considering the pixel size and the vertex position with an error of about 50 μm in X direction and 10 μm in Y one.

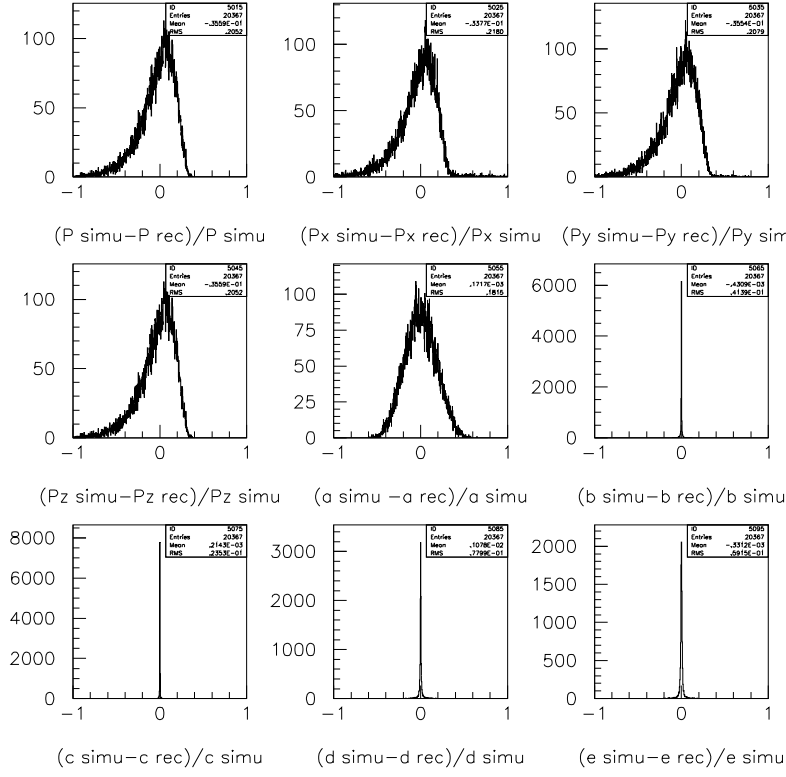


Figure B.7 : $\frac{\Delta f}{f} = \frac{f_{\text{Simulated}} - f_{\text{Reconstructed}}}{f_{\text{Simulated}}}$ f being respectively $P, P_x, P_y, P_z, a, b, c, d, e$ for $50 < P < 60$ GeV/c considering the pixel size and the vertex position with an error of about $50\mu\text{m}$ in X direction and $10\mu\text{m}$ in Y one.

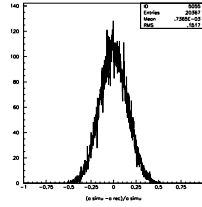


Figure B.8 : Curvature coefficient obtained with a direct χ^2 minimization method taking into account the pixel size and the vertex position with an error of about $50\mu\text{m}$ in X direction and $10\mu\text{m}$ in Y one.

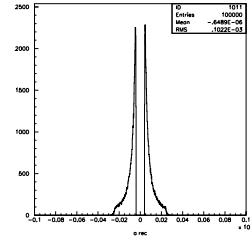


Figure B.9 : Distribution of the reconstructed curvature parameter assuming that impacts coordinates are measured with an infinite precision.

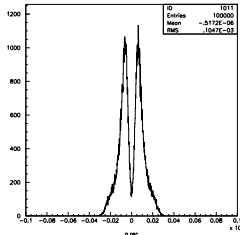


Figure B.10 : Distribution of the reconstructed curvature parameter taking into account the pixel size.

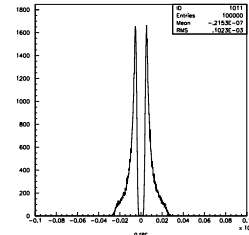


Figure B.11 : Distribution of the reconstructed curvature parameter taking into account the pixel size and the vertex position with an error of about $50\mu\text{m}$ in X direction and $10\mu\text{m}$ in Y one.

B.2 A method for track recognition in the NA50 pixel detector

NA50 Internal Report

December 1998

A method for track recognition in the NA50 pixel detector

L. DUCROUX, A. GUICHARD

*Institut de Physique Nucléaire de Lyon, IN2P3/CNRS, Université C. Bernard Lyon-1, F-69622
Villeurbanne CEDEX, France*

I. Introduction

In order to improve the mass resolution of the dimuon production in collisions of heavy-ions, the Na50 set-up has been complemented with a set of pixel detectors placed in a dipole field. It is essential to have a good and fast track recognition procedure in order to match each muon measured in the Na50 spectrometer with the corresponding track in the pixel detector. We propose here a method based on the principal component analysis [1,2].

II. Method

The principal component analysis method has been presented in a preceding note [2]. Let us give here the essential points. A track is defined by five quantities :

- the three components P_x , P_y and P_z of the particle momentum P ;
- two coordinates X_0 and Y_0 of the track in the transverse plane at the target position Z_0 .

For a given set-up and phase-space region, several thousands of trajectories (N) have been simulated. From the (x_i, y_i) coordinates in the different pixel planes ($i=1, M$), two correlation matrices between the pixel planes can be constructed :

$$A_{ij} = \sum_{\alpha=1}^N [(x_{i\alpha} - \bar{x}_i)(x_{j\alpha} - \bar{x}_j)] \quad \text{for x coordinate} \quad (B.1)$$

$$B_{ij} = \sum_{\alpha=1}^N [(y_{i\alpha} - \bar{y}_i)(y_{j\alpha} - \bar{y}_j)] \quad \text{for y coordinate}$$

- $x_{i\alpha}$, $x_{j\alpha}$ and $y_{i\alpha}$, $y_{j\alpha}$ are the track coordinates in pixel plane i and j respectively for track number α ;
- \bar{x}_i , \bar{x}_j and \bar{y}_i , \bar{y}_j are the mean values of the N simulated tracks in plane i and j respectively.

From the eigenvectors of A and B matrices, a new set of coordinates ξ can be constructed :

$$\xi_j^{(Mp)x} = \sum_{i=1}^M \omega_{ij}^A x_i \quad \xi_j^{(Mp)y} = \sum_{i=1}^M \omega_{ij}^B y_i \quad (\text{B.2})$$

where ω_{ij}^A and ω_{ij}^B are the i^{th} component of the eigenvector corresponding to the j^{th} largest eigenvalue of the $(M \times M)$ A and B matrices. As we have seen, five parameters are necessary to define a track. As the magnetic field is in the X direction, two parameters are associated to the (x-z) plane (i.e. the trajectory projection is a straight line) and the three remaining parameter are related to a parabola curve in the (y-z) plane. As the number (M) of pixel planes considered here is greater than the m necessary components ξ (2 or 3) to describe the trajectories, the (M-m) remaining components of the ξ^x and ξ^y can be used as constraints in order to decide if a given combinaison of impacts represents a real trajectory.

III. Set-up

The simulation has been done considering four planes (M=4) with pixel size $(50 \times 500 \mu\text{m}^2)$. The geometry is the following :

Plane Number	1	2	3	4
Position Z (cm)	10.50275	15.1945	17.2425	24.2515

Table B.1 : *Geometry used in the simulation.*

The magnetic field value is 1.6 T. We simulate events of both charges with different multiplicity emitted in a limited transverse area at the target location. The target size is $(5 \times 5)\text{mm}$ and the particles are emitted in a polar angle range $|\theta| < \pm 20^\circ$ and a full azimuthal range. The particle trajectories were computed with the usual equation of motion. We do not consider at present any effects related to the multiple scattering in the different pixel planes and we assume a full detection efficiency of each pixel plane.

IV. Track recognition

We have simulated real tracks emitted at $Z_0=0$ and computed the (4×4) A and B associated matrices. The eigenvalues of A and B matrices are listed in table B.2.

Eigenvalue number	1	2	3	4
A Eigenvalue	31.20	0.3579	$8.770 \cdot 10^{-9}$	$3.984 \cdot 10^{-14}$
B Eigenvalue	31.20	0.3579	$2.090 \cdot 10^{-5}$	$1.640 \cdot 10^{-13}$

Table B.2 : *List of the four eigenvalues of the A and B matrices.*

The parameters $(\xi_4^{(4p)y})^2$ and $(\xi_{34}^{(4p)x})^2 = (\xi_3^{(4p)x})^2 + (\xi_4^{(4p)x})^2$ are plotted on figure B.1. The same calculation has been done for false trajectories (obtained by taking randomly the impact pixel in the different planes). The corresponding plots are shown in the same figure. One can see immediately a clear difference for $\xi_{34}^{(4p)x}$ between real and false trajectories. For example, by

setting $(\xi_{34}^{(4p)x})^2 < 2.10^{-3}$, one can separate correct and wrong tracks. With such a cut, we can reject more than 99.99% of the wrong trajectories. For the $(\xi_4^{(4p)y})^2$ parameter, keeping tracks with $(\xi_4^{(4p)y})^2 < 1.5.10^{-5}$ allows also to select mainly good tracks.

In order to increase the efficiency of the method some preselection on the n^4 candidate trajectories has to be done (n is the number of impact per plane). We consider therefore the informations concerning the first two planes and compute the corresponding (2×2) A and B matrices. We assume in this case that the trajectories can be considered as straight lines in both planes (x-z) and (y-z) coming from the center of the target. We show in figure B.2 for true and false trajectories the distributions of $(\xi_2^{(2p)x})^2$ and $(\xi_2^{(2p)y})^2$. One can see that taking $(\xi_2^{(2p)x})^2 < 0.5$ and $(\xi_2^{(2p)y})^2 < 0.5$, we can discriminate again between correct and wrong trajectories.

We then take into account the first three pixels planes and compute the corresponding (3×3) A and B matrices. Comparison of the distributions of $(\xi_3^{(3p)x})^2$ and $(\xi_3^{(3p)y})^2$ for true and false trajectories is done in figure B.3. Again separation between true and false trajectories can be done by setting $(\xi_3^{(3p)x})^2 < 2.10^{-3}$ and $(\xi_3^{(3p)y})^2 < 3.10^{-5}$.

Therefore the procedure adopted is the following : consider an impact in plane 1 together with an impact in plane 2, compute $(\xi_2^{(2p)x})^2$ and $(\xi_2^{(2p)y})^2$ and compare to the threshold values. If at least one of them is greater than the threshold values, the trajectory is wrong and we consider the next impact point in plane 2. If it is lower, we take an impact in plane 3 and apply the corresponding test on $(\xi_3^{(3p)x})^2$ and $(\xi_3^{(3p)y})^2$. If the test is unsuccessful, we consider another point in plane 3. Otherwise, we include an impact of plane 4 and test $(\xi_3^{(4p)x})^2 + (\xi_4^{(4p)x})^2$ and $(\xi_4^{(4p)y})^2$ against the threshold values and then decide if the trajectory is true or false.

The surviving tracks (real and false) can be extrapolated to the target position using the method presented in [3]. From the mean value in X (Y respectively) direction, we will retain only tracks which are within $\pm 2\text{mm}$ ($\pm 1\text{mm}$ respectively) from this value. After this first cut, we apply two times this procedure to the surviving tracks with the cut values indicated in table B.3.

Cut number	1	2	3
$(X_0^{vertex} - X_0) \text{ (mm)}$	± 2	± 1	± 0.75
$(Y_0^{vertex} - Y_0) \text{ (mm)}$	± 1	± 0.5	± 0.375

Table B.3 : List of the different cuts which have been successively done.

This method avoids to try all possible impacts combination. For example, with 200 trajectories, one test about 10^6 combinations out of 200^4 i.e. 0.06%. For a sample of events with different multiplicities, the number of identified tracks by the algorithm is plotted in figures B.4, B.6, B.8 for multiplicities of 100, 200, 300 respectively. We can see that the RMS value of the distribution of the number of tracks found by the algorithm decrease with the number of cuts. According to these distributions, more than 99.99% of the good generated tracks have been retained after all the cuts. However, the selected tracks include false tracks the contribution of which increases with the multiplicity (about 7% for multiplicity 300). We have plotted the distributions of the $(X_0^{vertex} - X_0)$ and $(Y_0^{vertex} - Y_0)$ for the different target cuts used for events with multiplicity of 100 (figure B.5), 200 (figure B.7) and 300 (figure B.9) (X_0 and Y_0 being the two coordinates of each track in the transverse plane at $Z_0=0$). We get an RMS value of about $270\mu\text{m}$ in X and about

120 μ m in Y direction.

In order to test the performance of the algorithm, we have generated a background made of 100, 200 and 300 hits by plane. The program did not find one good track among these 100⁴, 200⁴ and 300⁴ possibles trajectories. Finally, we mix 100 true tracks with wrong trajectories. The results obtained are plotted in figure B.10. In this figure, we can see that the RMS value of the distribution of the number of tracks found by the algorithm does not change significantly when we add a background (made of 50, 100 and 200 hits per plane) to the good trajectories.

The proposed algorithm is rather fast as can be seen in table B.4.

Number of trajectories	50	100	150	200	250	300	350	400
Time (s)	0.01	0.06	0.17	0.36	0.70	1.2	1.85	2.8

Table B.4 : *Timings for the track finding program.*

V. Behavior of this algorithm with $Z_0 \neq 0$.

In order to take into account the fact that particles are not emitted from $Z_0=0$ but from any points in the target, we have generated the vertex position with the three coordinates X_0 , Y_0 and Z_0 in the range [-5,5]mm. We have computed the corresponding new A and B matrices together with the coefficients associated with the track parametrization method presented in [3]. Then, we have generated real tracks and we have applied the track finding algorithm described in section IV with the same cuts on the different ξ parameters. For the selected tracks, we have first of all fixed the Z_0 vertex coordinate to the center of the target. Then we retain those tracks which are within fixed values from the mean value in X and Y direction (see table B.3). The procedure is repeated two times but now with the Z_0 coordinate obtained from a minimization procedure. We have enlarged the first cut mentionned in table B.3 (± 5 mm in X and in Y direction). In figure B.11 we have plotted the number of tracks found by the algorithm for a multiplicity of 300 generated tracks as well as the number of good tracks found. We can see that the results are similar to those obtained previously. We have plotted on figure B.12 the distribution of the vertex in the three coordinates relative to the generated ones ($(X_0^{vertex}-X_0)$, $(Y_0^{vertex}-Y_0)$) and $(Z_0^{vertex}-Z_0)$. We get a resolution of about 60 μ m in Z, 10 μ m in X and 20 μ m in Y direction for events with a multiplicity of 300 tracks. We have noticed a systematic shift of reconstructed mean value of the $(Z_0^{vertex}-Z_0)$ distribution depending on the event multiplicity of about 10 to 20 μ m. This shift is related to trajectories which have a very small inclination relative to the beam axis in the x-z plane. By rejecting such tracks ($|\theta_x| < \pm 3^\circ$), we obtained a shift lower than 10 μ m. Concerning the timings of the track finding algorithm, the performances achieved are the same as those displayed in table B.4.

VI. Conclusion

A method for track identification has been proposed. A good recognition efficiency has been obtained for events with high multiplicity. The required computing time is rather short. This method seems therefore well adapted for the analysis of the high multiplicity events observed in central lead-lead collision at the SPS. However, it remains to see if the method is still efficient for a more realistic simulation of the set-up (by taking into account multiple scattering of the particles in the

different planes). An important limitation of the present method is related to the necessity of full detection efficiency of the different planes. If an impact is missing in one plane, the corresponding trajectory cannot be found by this procedure. A possible solution to this problem may be to consider several planes combinations of the pixel planes to have an experimental arrangement such as the efficiency of group of planes can be considered as one.

References

- [1] H.C. Andrews, Introduction to mathematical techniques in pattern recognition, (Wiley-Interscience, New York, 1972).
- [2] H. Wind, Function parametrization, CERN 72-12.
- [3] L. Ducroux, A. Guichard, NA50 Internal Report, October 1998.

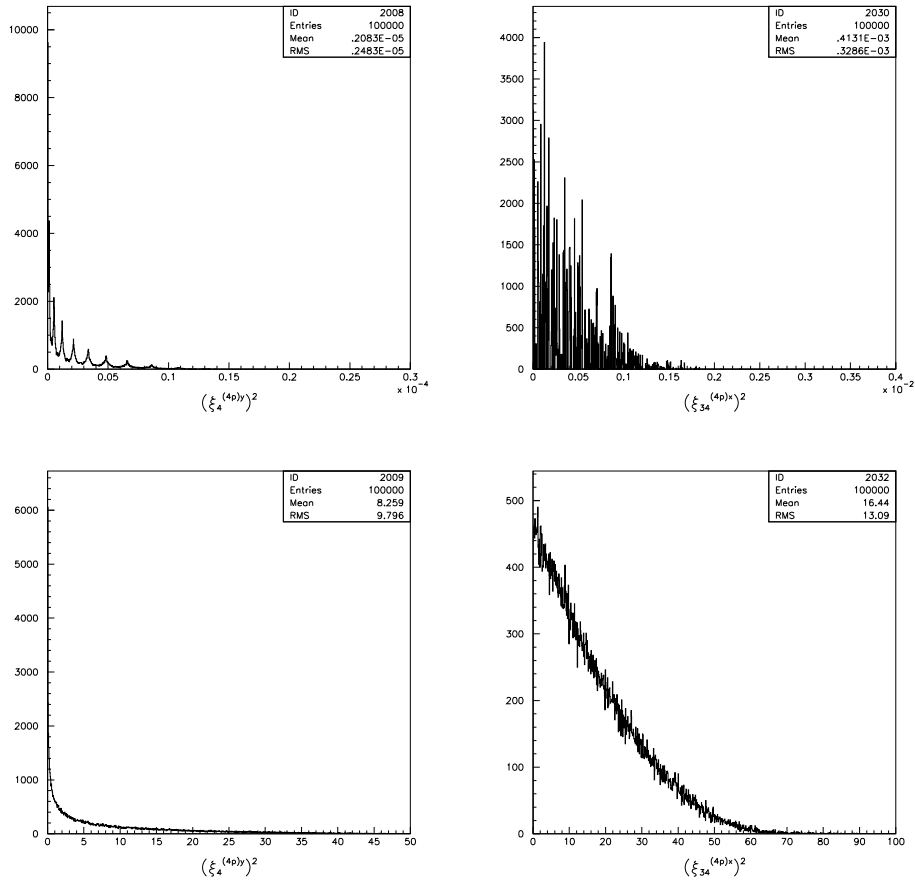


Figure B.1 : $(\xi_4^{(4p)y})^2$ (left) and $(\xi_{34}^{(4p)x})^2$ (right) distribution are plotted for true (up) and false (down) trajectories.

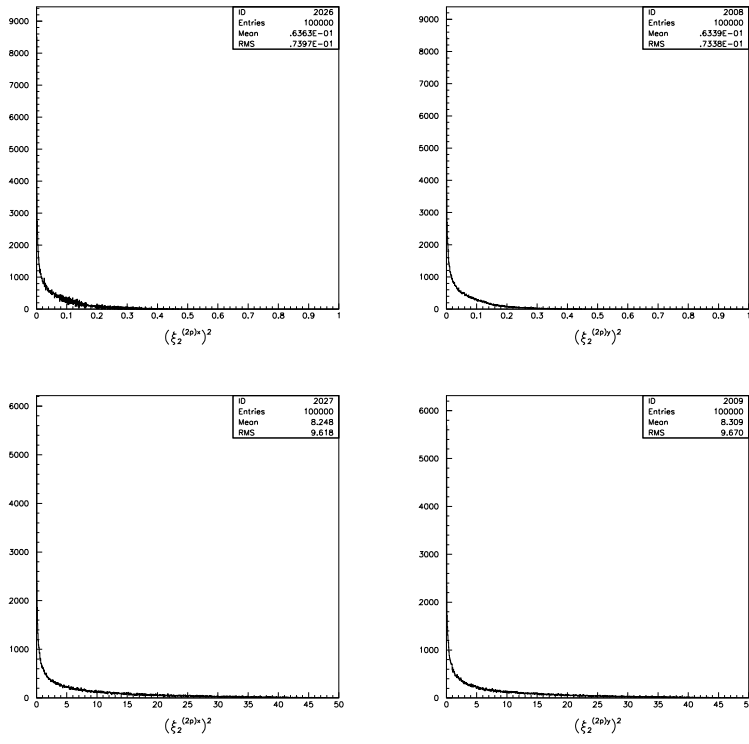


Figure B.2 : $(\xi_2^{(2p)x})^2$ (left) and $(\xi_2^{(2p)y})^2$ (right) distribution are plotted for true (up) and false (down) trajectories.

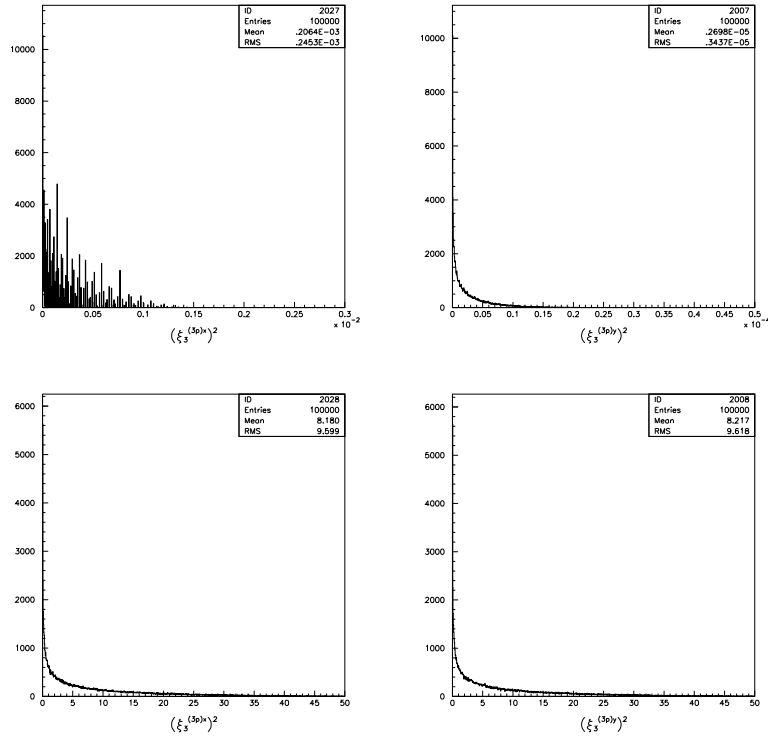


Figure B.3 : $(\xi_3^{(3p)x})^2$ (left) and $(\xi_3^{(3p)y})^2$ (right) distribution are plotted for true (up) and false (down) trajectories.

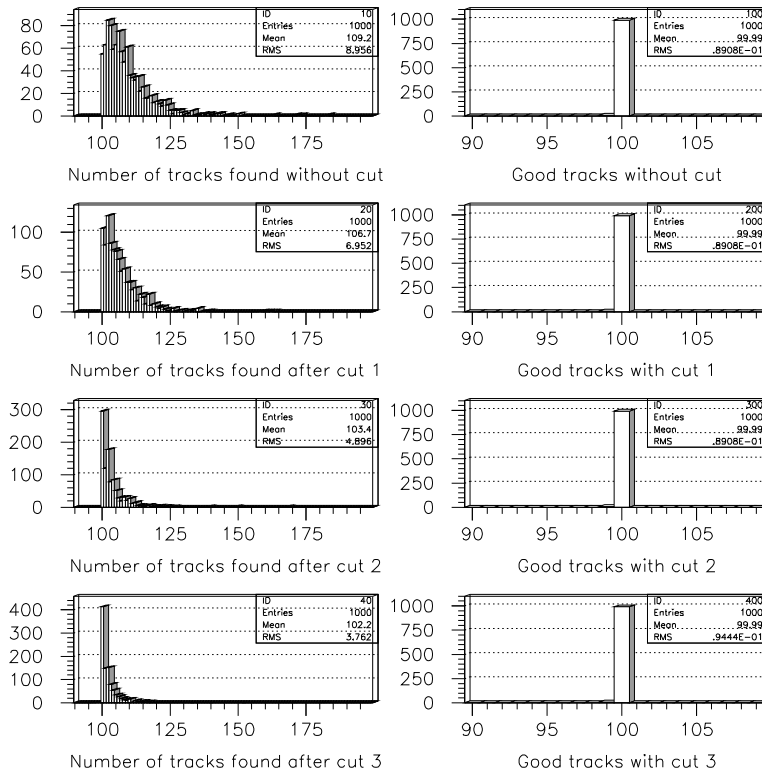


Figure B.4 : Left : number of tracks found by the algorithm as a function of the target cut used for a multiplicity of 100 good generated tracks. Right : number of good tracks retained.

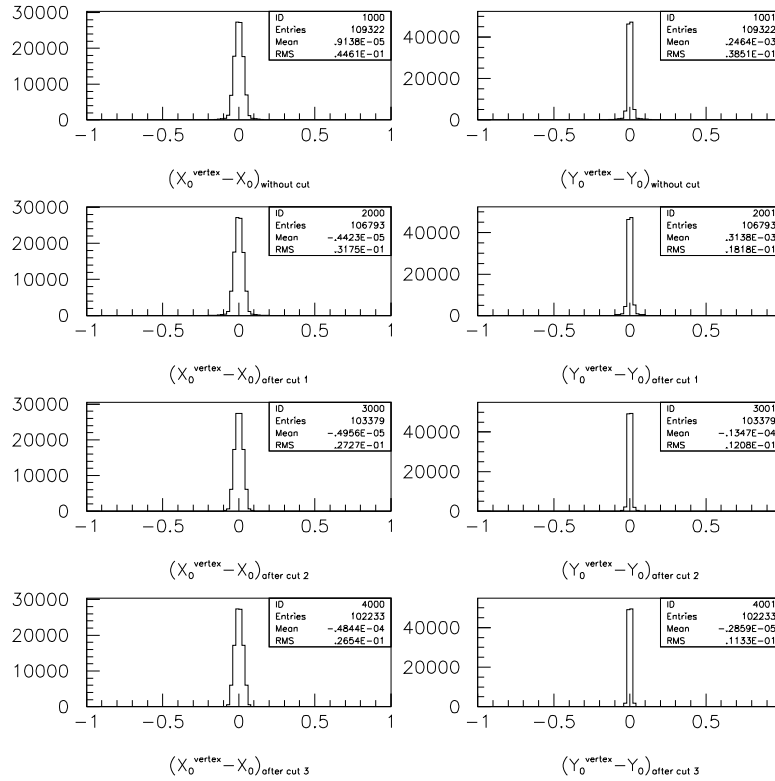


Figure B.5 : Distributions of the $(X_0^{vertex} - X_0)$ and $(Y_0^{vertex} - Y_0)$ as a function of the target cut used for a multiplicity of 100 good generated tracks.

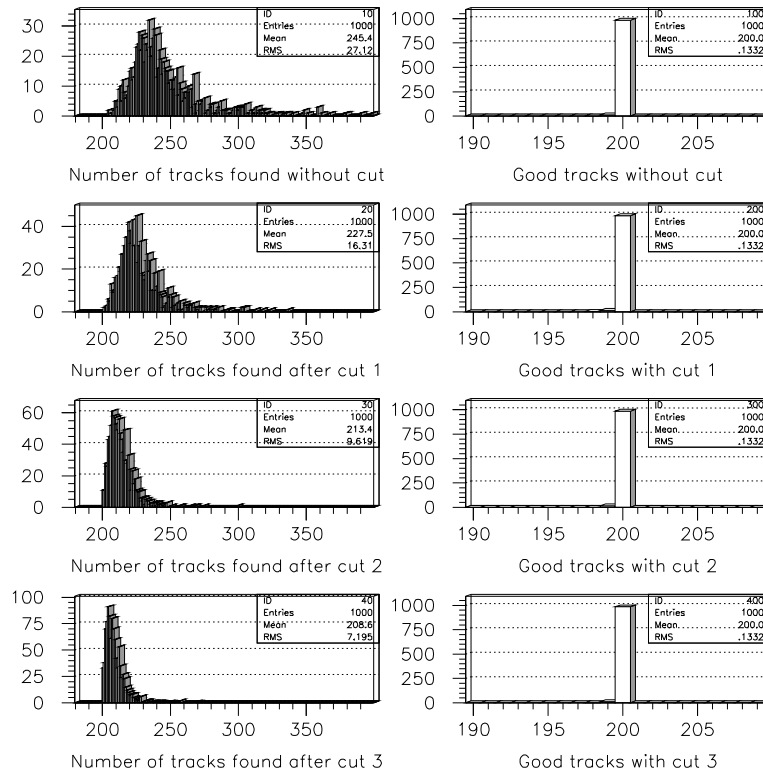


Figure B.6 : Left : number of tracks found by the algorithm as a function of the target cut used for a multiplicity of 200 good generated tracks. Right : number of good tracks retained.

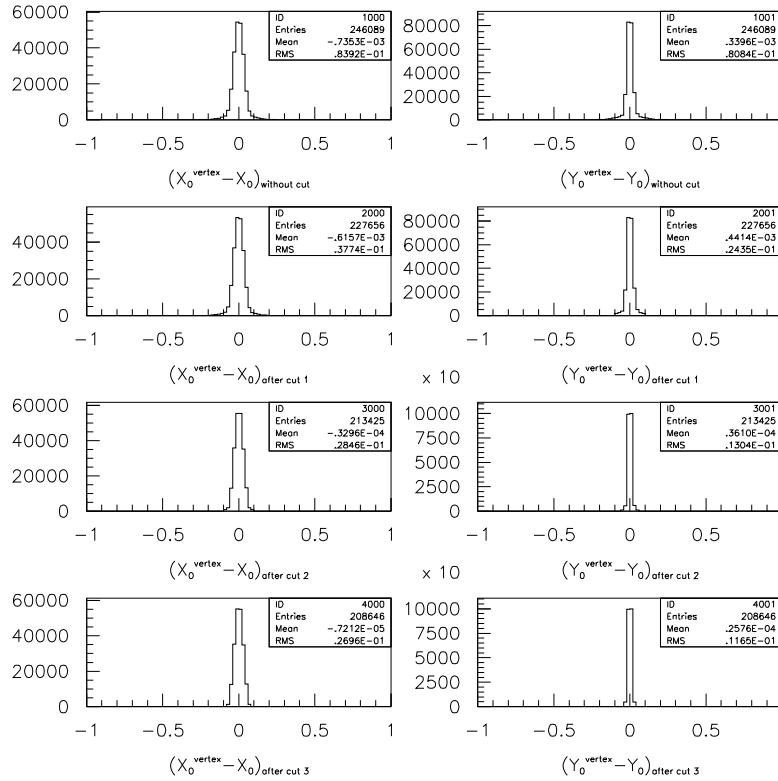


Figure B.7 : Distributions of the $(X_0^{\text{vertex}} - X_0)$ and $(Y_0^{\text{vertex}} - Y_0)$ as a function of the target cut used for a multiplicity of 200 good generated tracks.

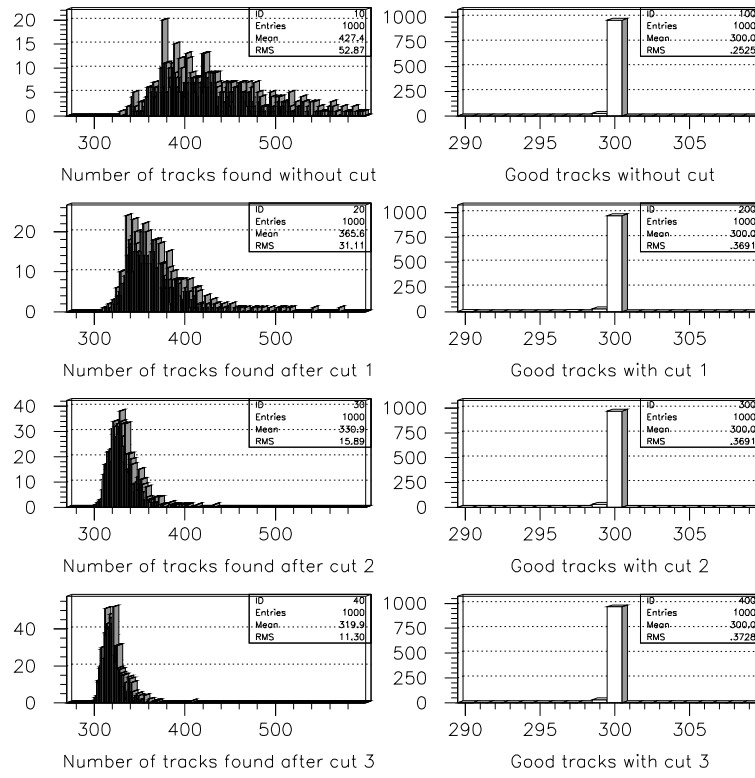


Figure B.8 : Left : number of tracks found by the algorithm as a function of the target cut used for a multiplicity of 300 good generated tracks. Right : number of good tracks retained.

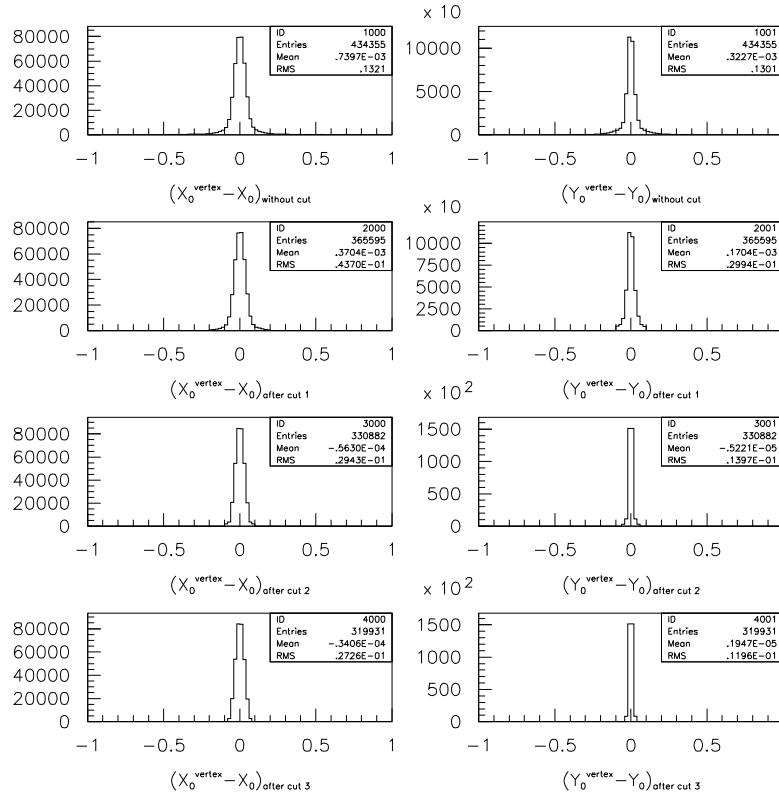


Figure B.9 : Distributions of the $(X_0^{\text{vertex}} - X_0)$ and $(Y_0^{\text{vertex}} - Y_0)$ as a function of the target cut used for a multiplicity of 300 good generated tracks.

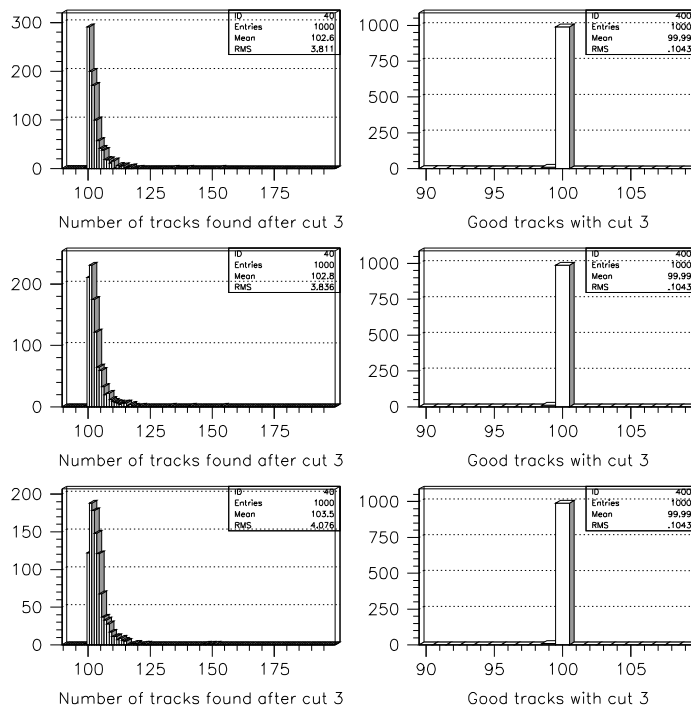


Figure B.10 : Left : number of tracks found by the algorithm after having generated 100 good tracks and 50 (first row), 100 (second row) and 200 (last row) hits of background per plane. Right : number of good tracks retained.

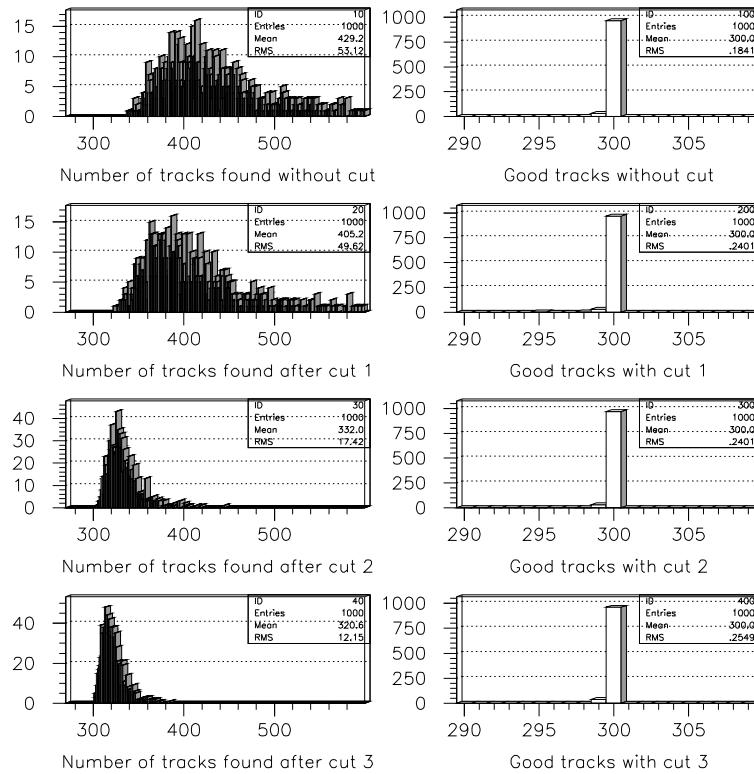


Figure B.11 : Left : number of tracks found by the algorithm as a function of the target cut used for a multiplicity of 300 good generated tracks with $Z_0 \neq 0$. Right : number of good tracks retained.

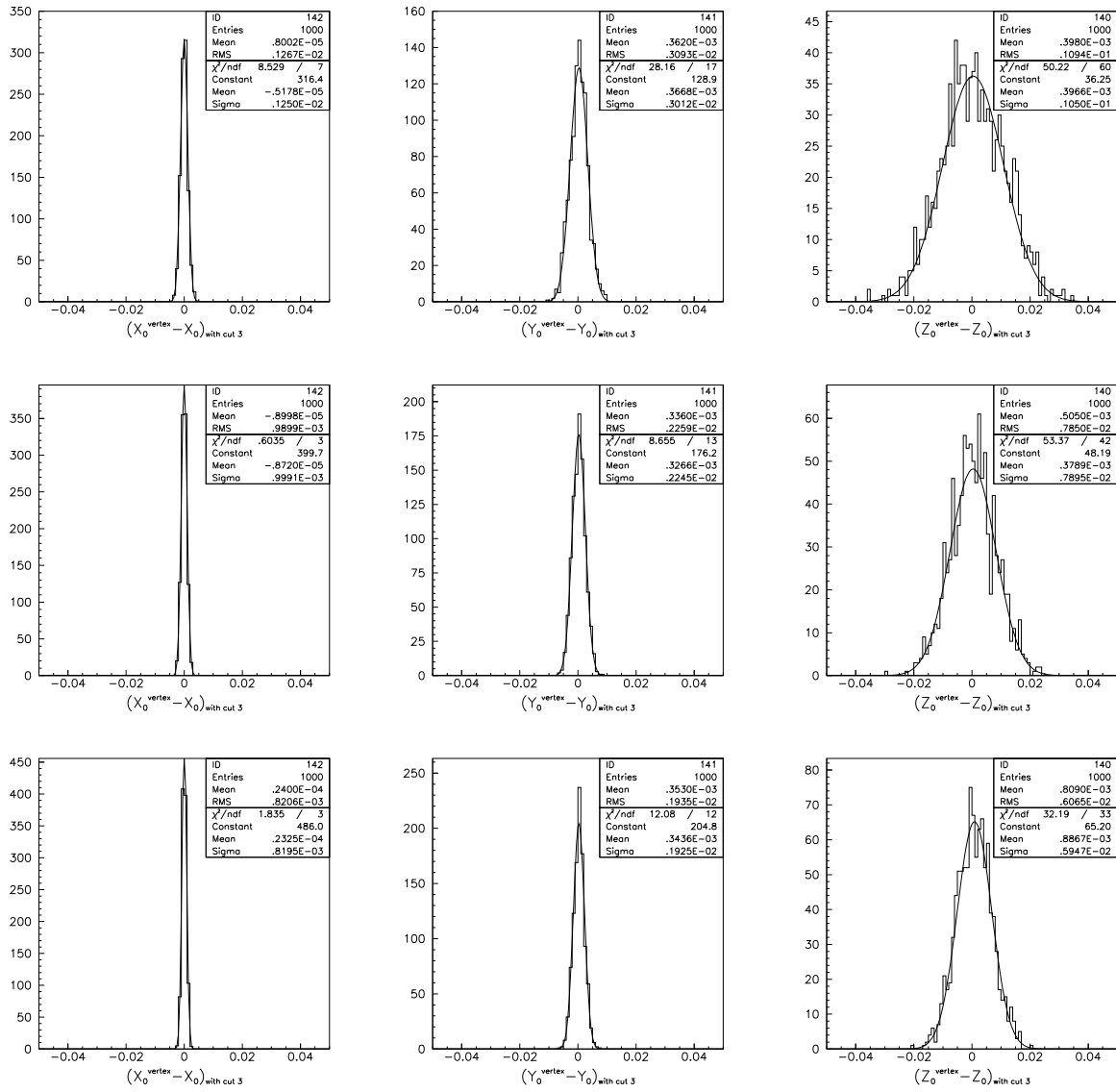


Figure B.12 : Distribution of the vertex in the three coordinates relative to the generated ones for 100 (first row), 200 (second row) and 300 (last row) good generated tracks.

B.3 A method for track recognition in the NA50 pixel detector (II)

NA50 Internal Report

February 1999

A method for track recognition in the NA50 pixel detector (II)

L. DUCROUX, A. GUICHARD

*Institut de Physique Nucléaire de Lyon, IN2P3/CNRS, Université C. Bernard Lyon-1, F-69622
Villeurbanne CEDEX, France*

I. Introduction

A fast track pattern recognition method for a set of pixel detectors placed in a dipole field in the target region of the Na50 set-up has been presented in ref [1]. However, some important elements for the performance of the procedure presented have not been checked. Therefore, we will show in the following paragraphs the consequences of introducing a realistic generation of the kinematical variables of the particles emitted in the collision, of taking into account multiple scattering effect in the pixel detectors and of the presence of cluster of impacts in the pixel planes.

II. Set-up

We recall here the geometry of the pixel detectors used in the simulations. Four planes ($6 \times 6 \text{ cm}^2$) equipped with pixels of size $50 \times 500 \text{ } \mu\text{m}^2$ have been set along the beam axis (z direction) with the following coordinates :

Plane Number	1	2	3	4
Position Z (cm)	10.5	15.2	17.2	24.3

Table B.1 : *Geometry used in the simulation.*

The target size (at $z=0$) is $5 \times 5 \text{ mm}^2$. The particles emitted are tracked through a magnetic field of 1.6 T.

III. Generation functions of the kinematical variables

Instead of a flat generation function for the momentum, polar and azimuthal angles of the emitted particles (mainly π and K) as used in [1], the momentum and polar angle distribution presented in figure B.1 were used. They come from the generation of π and K according to a Poisson law in p+Be collisions at 160 GeV/c. One can see that most of the particles have their energy lower

than 10 GeV/c and are emitted between 2° and 5° . We show also in figure B.2 the momentum distribution of the muons detected in the Na50 spectrometer in Pb-Pb interactions. The minimum muon energy is 3 GeV/c and most of the muons have an energy lower than 20 GeV/c. Thus, in the following we will consider particles with momentum higher than 3 GeV/c. It is important to have a loss of good track in this energy range as low as possible in order to have a good chance to recover the muon tracks which have fired the trigger of the apparatus.

We just recall that our algorithm make use of cuts on a set of new coordinates ξ obtained from the impacts coordinates of the trajectories on the different pixel planes (see ref[1]). The algorithm makes a preselection of candidate trajectories by considering the first two planes. We then consider the first three planes together with the corresponding cuts. Finally, the whole set-up is taken into account with the corresponding selection on the ξ coordinates. Moreover, the surviving tracks are extrapolated to the target region from which a vertex position can be estimated. Additional cuts are done on the distance between individual tracks at the vertex position and the vertex itself. The position of the vertex is obtained with all the tracks which have survived the differents cuts. For each track, we assign a weight which is inversely proportional to the number of common points that this track has with the others. This method allow us to determine more precisely the vertex position. This procedure is applied three times. The cuts used in this simulation are listed in table B.2 and B.3.

2 planes	3 planes	4 planes
$(\xi_2^{(2p)x})^2 = 0.05$	$(\xi_3^{(3p)x})^2 = 2.10^{-3}$	$(\xi_3^{(4p)x})^2 + (\xi_4^{(4p)x})^2 = 2.10^{-3}$
$(\xi_2^{(2p)y})^2 = 0.05$	$(\xi_3^{(3p)y})^2 = 10^{-4}$	$(\xi_4^{(4p)y})^2 = 2.10^{-5}$
	$(\xi_2^{(3p)x})^2 = 10^{-1}$	$(\xi_3^{(4p)y})^2 = 2.10^{-3}$
	$(\xi_2^{(3p)y})^2 = 10^{-1}$	$(\xi_2^{(4p)y})^2 = 2.5.10^{-1}$

Table B.2 : List of cuts on the ξ coordinates.

Cut Number	1	2	3
$X_0^{vertex} - X_0$ (cm)	0.2	0.1	0.075
$Y_0^{vertex} - Y_0$ (cm)	0.15	0.05	0.0375

Table B.3 : List of the differents cuts successively applied in the vertex region to the individual tracks.

We show on figure B.3 the number of tracks found by the algorithm for a multiplicity of 100 particles. We also show the number of good tracks finally recovered. The same plots are shown in figure B.4 for multiplicity of 300. One can see that the percentage of good tracks loss is lower than 3.10^{-3} , which is quite satisfactory.

IV. Multiple scattering effects.

As we have seen, the mean value of the π and K emitted in the interaction is quite low (~ 6 GeV/c). It is therefore necessary to take into account the multiple scattering of the particles in the pixel planes. We took into account the thickness of diode (300 μm), of the chip (500 μm) and of the ceramics support (500 μm). We compute the deviation angle and the position displacement in

the frame of the Moliere theory. The same set of ξ cuts as in table B.2 have been applied together with the new vertex cuts indicated in table B.4.

Cut Number	1	2	3
$X_0^{vertex}-X_0$ (cm)	0.2	0.1	0.075
$Y_0^{vertex}-Y_0$ (cm)	0.15	0.075	0.05

Table B.4 : *List of the differents cuts successively applied in the vertex region to the individual tracks.*

On figure B.5 and B.6 are shown the results for multiplicity 100 and 300 respectively. The percentage of good tracks loss amounts to 3.10^{-3} . We end with a mean number of tracks of about 120 and 500 respectively. In addition, as we just saw, the probability of loosing a muon track in these conditions is quite low.

V. Clusterization effects.

As the track density increases (due to more central Pb-Pb collisions or increased background for example), one has to take into account the presence of zones where several adjacent pixels are fired. Such zones corresponding to several impacts are replaced by a single one according to a specific clusterization algorithm. Such a procedure has an advantage in reducing the number of candidate tracks but has the important drawback that good tracks can be lost. We show on figure B.7 the pattern of the impacts of 500 trajectories together with the pattern observed after clusterization. The corresponding cuts applied in this situation are gathered in table B.5 and B.6.

2 planes	3 planes	4 planes
$(\xi_2^{(2p)x})^2 = 0.05$	$(\xi_3^{(3p)x})^2 = 2.10^{-3}$	$(\xi_3^{(4p)x})^2 + (\xi_4^{(4p)x})^2 = 3.5.10^{-3}$
$(\xi_2^{(2p)y})^2 = 0.05$	$(\xi_3^{(3p)y})^2 = 10^{-4}$	$(\xi_4^{(4p)y})^2 = 3.10^{-5}$
	$(\xi_2^{(3p)x})^2 = 10^{-1}$	$(\xi_3^{(4p)y})^2 = 2.10^{-3}$
	$(\xi_2^{(3p)y})^2 = 10^{-1}$	$(\xi_2^{(4p)y})^2 = 2.5.10^{-1}$

Table B.5 : *List of cuts on the ξ coordinates.*

Cut Number	1	2	3
$X_0^{vertex}-X_0$ (cm)	0.3	0.15	0.1
$Y_0^{vertex}-Y_0$ (cm)	0.2	0.1	0.075

Table B.6 : *List of the differents cuts successively applied in the vertex region to the individual tracks.*

Results for multiplicity of 100 and 300 are shown in figure B.8 and B.9 . The percentage of lost good tracks is still 0.3%. However, the mean number of tracks increases to ~ 130 and 580 respectively as compared to 120 and 500 in the last paragraph. This is due to some changes in the cuts made in order to minimize the loss of good tracks.

Considering all the particles without any limitation in momentum the results obtained are given in figure B.10 (multiplicity 100) and B.11 (multiplicity 300). The good track loss rate is now $\sim 25\%$ and the mean number of surviving tracks is 93 and 420 respectively.

The corresponding timing of the algorithm is shown in table B.7.

Number of trajectories	100	200	300
Particles with momentum >3 GeV/c	0.1	0.9	4.0
Particles with momentum >0.5 GeV/c	0.08	0.7	3.2

Table B.7 : Timings (in s) of the track finding program.

References

- [1] L. Ducroux, A. Guichard, NA50 Internal Report, December 1998.

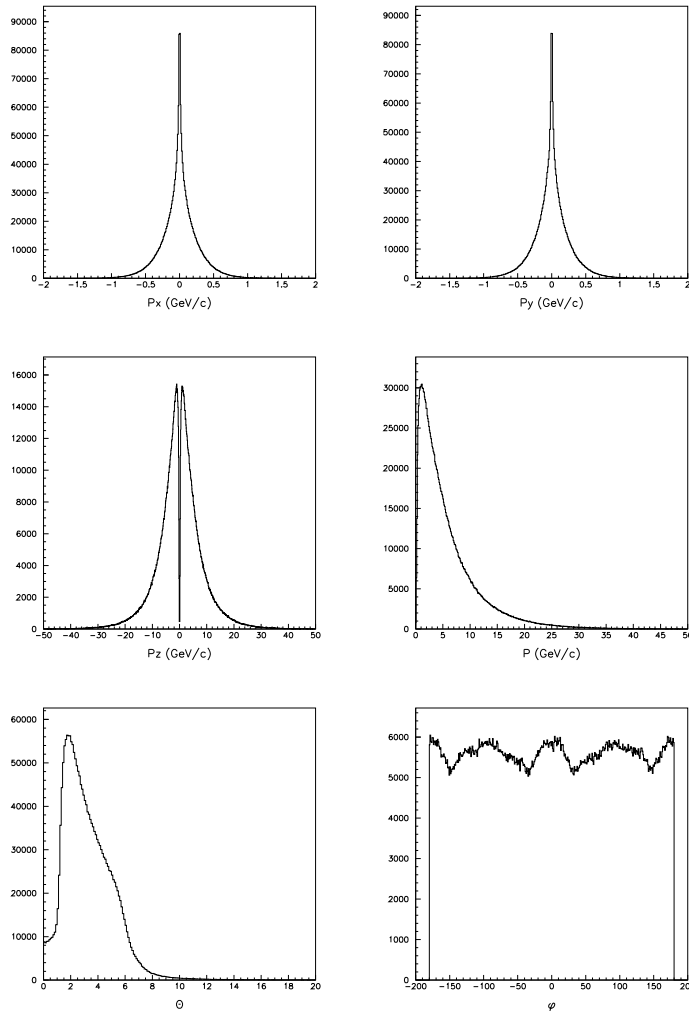


Figure B.1 : Distribution of the P_x , P_y , P_z components of the particle momentum P together with the polar θ and azimuthal φ angles used in this simulation.

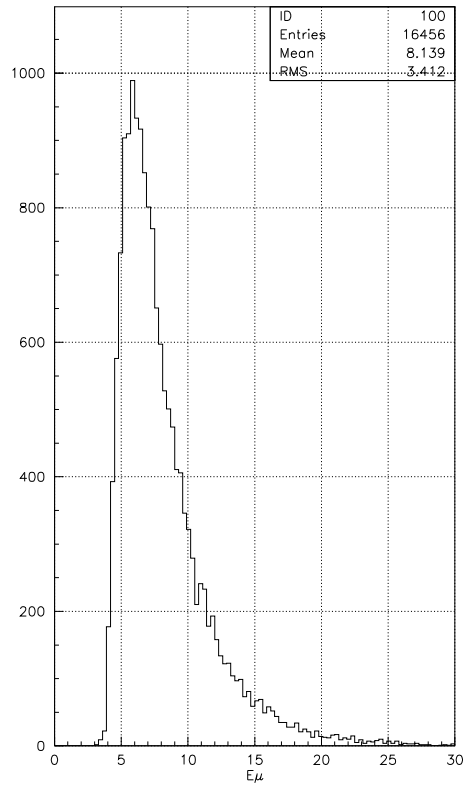


Figure B.2 : Muon energy spectrum from the November 98 Pb-Pb data.

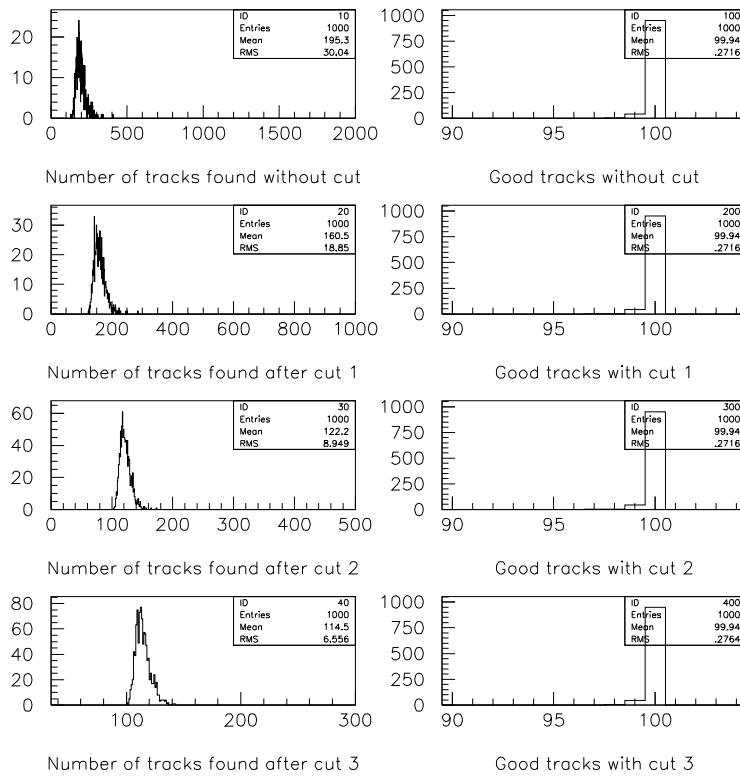


Figure B.3 : Left : number of tracks found by the algorithm as a function of the target cut used for a multiplicity of 100 generated particles with $P > 3$ GeV/c. Right : number of good tracks retained.

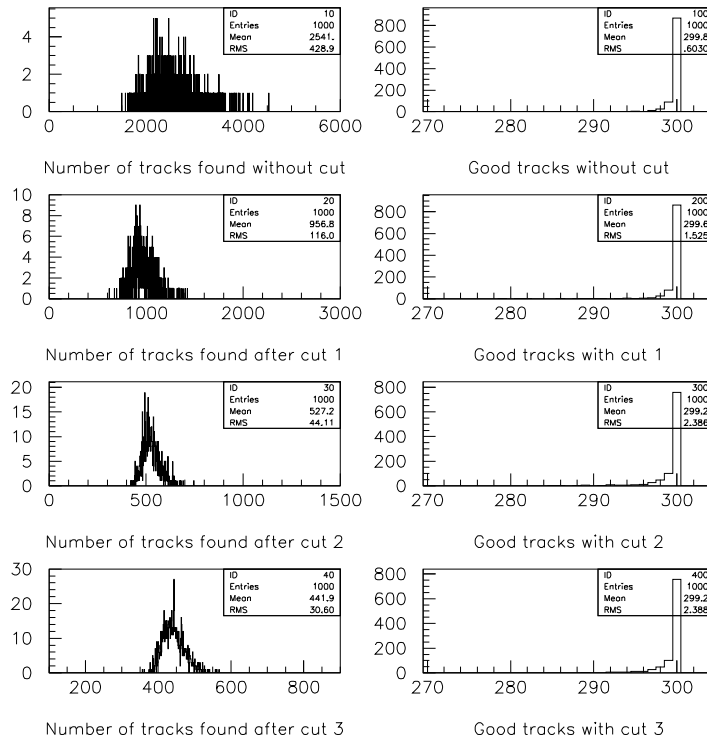


Figure B.4 : Left : number of tracks found by the algorithm as a function of the target cuts used for a multiplicity of 300 generated particles with $P > 3$ GeV/c. Right : number of good tracks retained.

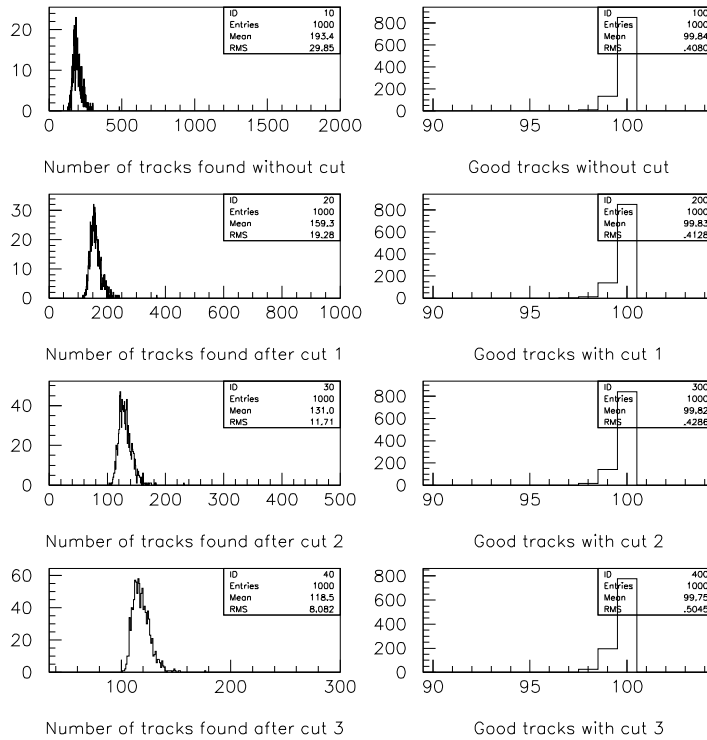


Figure B.5 : Left : number of tracks found by the algorithm as a function of the target cuts used for a multiplicity of 100 generated particles with $P > 3$ GeV/c when multiple scattering effects are taken into account. Right : number of good tracks retained.

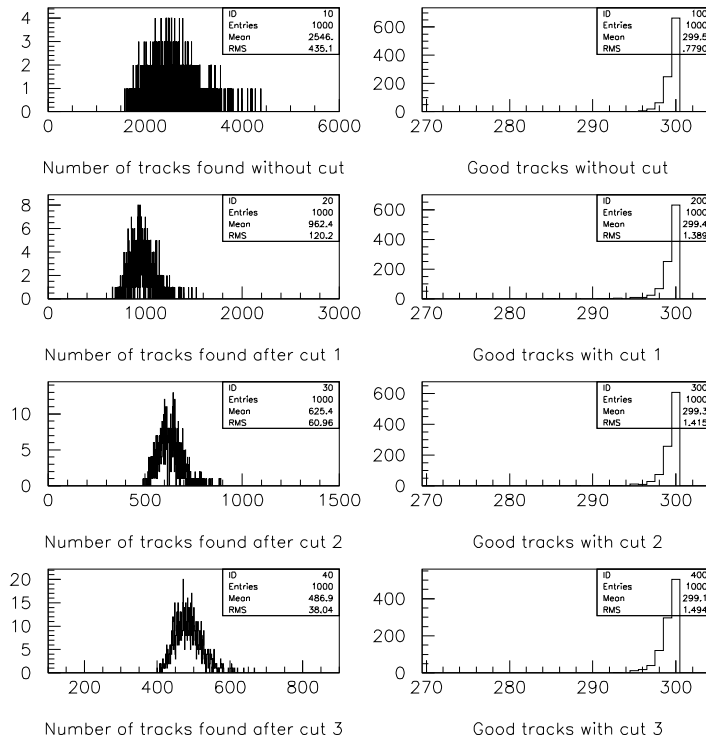


Figure B.6 : Left : number of tracks found by the algorithm as a function of the target cuts used for a multiplicity of 300 generated particles with $P > 3$ GeV/c when multiple scattering effects are taken into account. Right : number of good tracks retained.

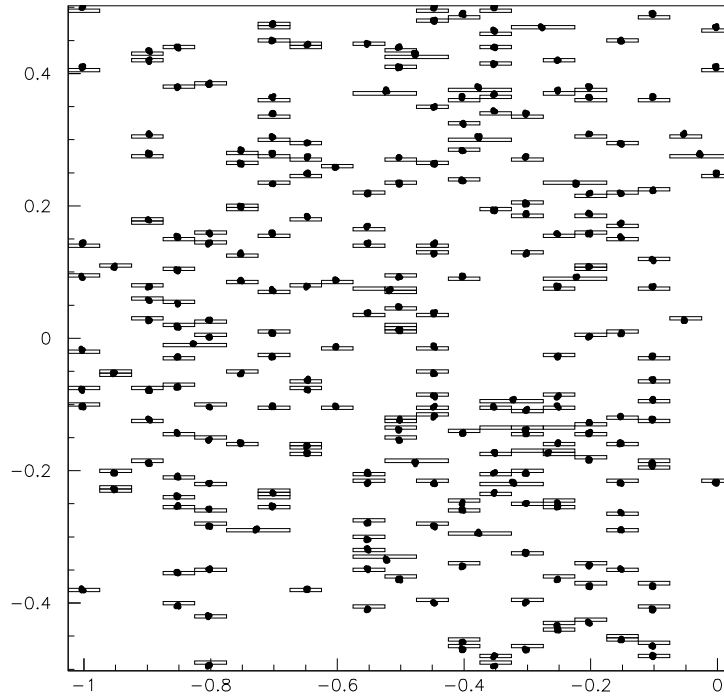


Figure B.7 : Pattern of the impacts of 500 trajectories ; rectangular boxes represents pixels really fi red and black points the corresponding impacts after the clusterization procedure (units are cm).

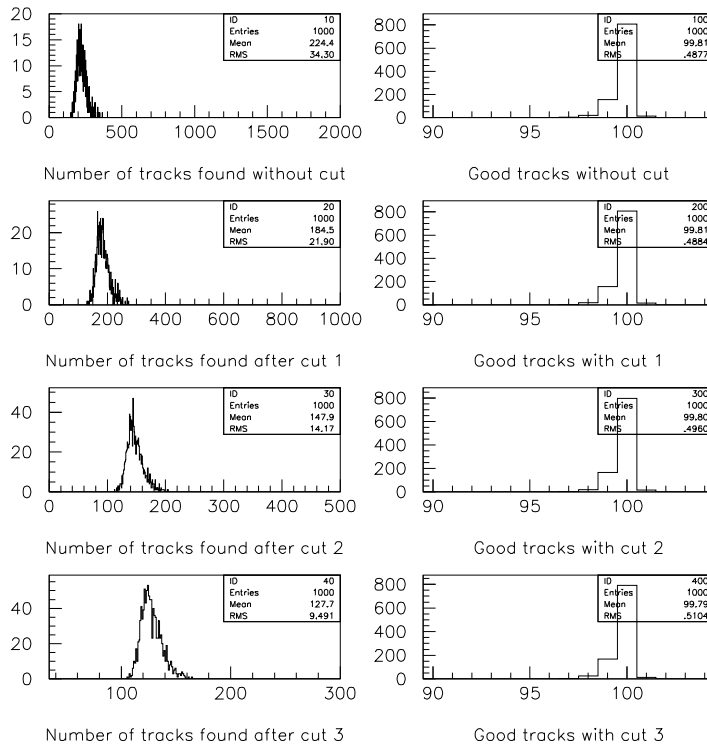


Figure B.8 : Left : number of tracks found by the algorithm as a function of the target cuts used for a multiplicity of 100 generated particles with $P > 3$ GeV/c, with multiple scattering effects and clusterization included. Right : number of good tracks retained.

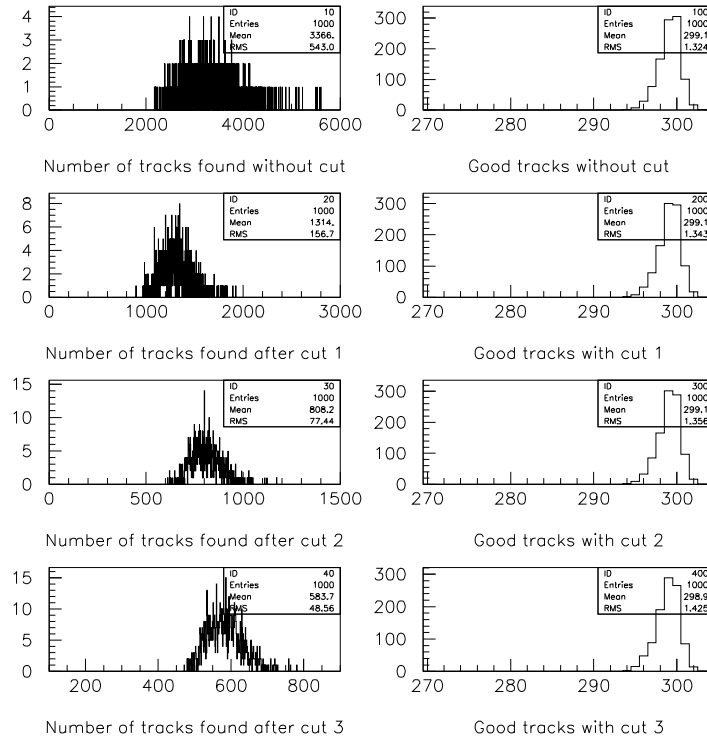


Figure B.9 : Left : number of tracks found by the algorithm as a function of the target cuts used for a multiplicity of 300 generated particles with $P > 3$ GeV/c, with multiple scattering effects and clusterization included. Right : number of good tracks retained.

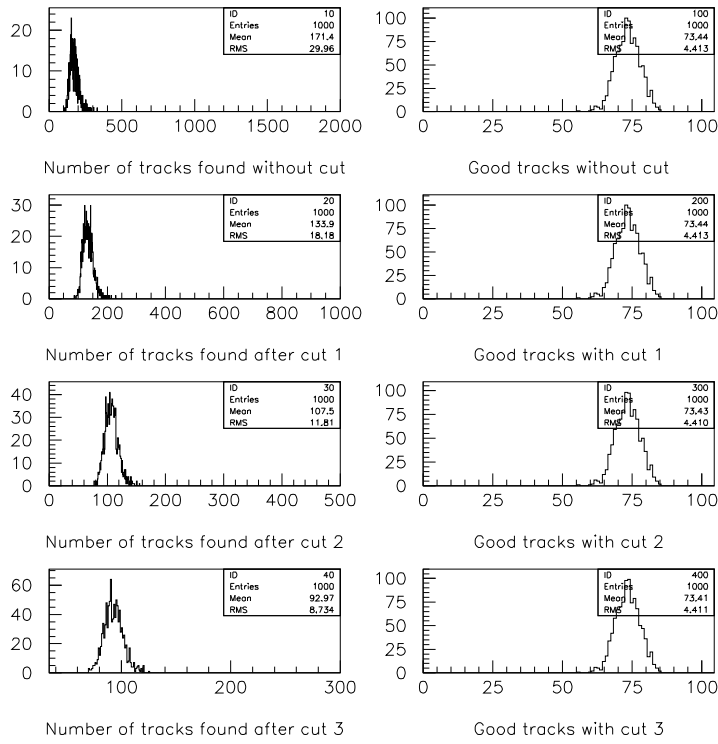


Figure B.10 : Left : number of tracks found by the algorithm as a function of the target cuts used for a multiplicity of 100 generated particles with $P > 0.5$ GeV/c, with multiple scattering effects and clusterization included. Right : number of good tracks retained.

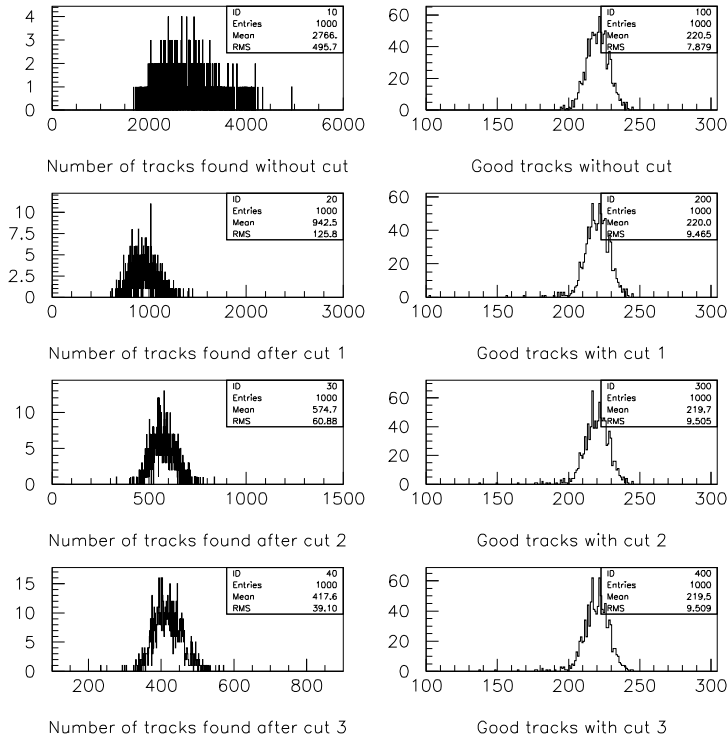


Figure B.11 : Left : number of tracks found by the algorithm as a function of the target cuts used for a multiplicity of 300 generated particles with $P > 0.5$ GeV/c, with multiple scattering effects and clusterization included. Right : number of good tracks retained.

B.4 Track reconstruction in the NA60 vertex telescope using the principal component analysis method

EUROPEAN LABORATORY FOR PARTICLE PHYSICS

NA60 Note 2003

March 24, 2003

Track reconstruction in the NA60 vertex telescope using the principal component analysis method

L. DUCROUX, A. GUICHARD

Abstract

In this paper, we present a pattern recognition method for the NA60 vertex telescope based on the Principal Component Analysis (PCA). Track recognition performance is evaluated and discussed for two setups of the vertex telescope. The method is also applied to data reconstruction of the October 2002 Pb-Pb run.

I. Introduction

A method based on the Principal Components Analysis (PCA)[1] has been developed for track reconstruction in the NA60 vertex telescope. After briefly recalling how this method works, we will present results concerning two setups of the vertex telescope : the microstrip vertex telescope of june 2002 proton run and a preliminary version of the pixel telescope to be used in the Indium run.

II. The Principal Components Analysis method

We consider a vertex telescope having M active detection planes placed at different z positions and crossed by a collection of N tracks. Each of them is characterized by a M dimensional vector of the transverse coordinates $(x_1, y_1, \dots, x_M, y_M)$. The $(M \times M)$ correlation matrices A and B for x and y coordinates are :

$$A_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N [(x_{i\alpha} - \bar{x}_i)(x_{j\alpha} - \bar{x}_j)] \quad \text{for } x \text{ coordinate}$$

$$B_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N [(y_{i\alpha} - \bar{y}_i)(y_{j\alpha} - \bar{y}_j)] \quad \text{for } y \text{ coordinate}$$
(B.1)

- $x_{i\alpha}$, $x_{j\alpha}$ and $y_{i\alpha}$, $y_{j\alpha}$ are the track transverse coordinates in the plane i and j respectively for track number α ;
- \bar{x}_i , \bar{x}_j and \bar{y}_i , \bar{y}_j are the average over N of the x and y track coordinates in plane i and j respectively.

From the diagonalization of A and B the different eigenvalues and eigenvectors can be obtained. As matrices A and B are defined real positive and are symmetric, their eigenvalues are positives. They are ordered from the largest one (λ_0) to the smallest one (λ_M). The eigenvectors (principal components) define an orthogonal basis. Therefore, for each of the eigenvalue λ_j , one can associate new variables to the set of M observed x_i (or y_i) coordinates :

$$\xi_j^x = \sum_{i=1}^M \omega_{ij}^A x_i \quad \xi_j^y = \sum_{i=1}^M \omega_{ij}^B y_i$$

The coefficients ω_{ij}^A and ω_{ij}^B are the i^{th} component of the eigenvector corresponding to the j^{th} largest eigenvalue of the matrices A and B . It can be shown [1] that the variance of the j^{th} component of the new coordinate is equal to the corresponding j^{th} eigenvalue : $\langle \xi_j^2 \rangle = \lambda_j$. Therefore components corresponding to the lowest eigenvalues do not contain significant information on the track trajectory. As a consequence a few ξ components are necessary to describe the track. In addition, the least significant ξ components can be used for track classification. Submatrices from $(M-1 \times M-1)$ to (2×2) dimensions can also be built and diagonalized. The corresponding insignificant ξ components can be used to identify tracks with hits in $M-1$ to 2 planes.

III. Generation-Reconstruction

1. Principle

The method goes through the following steps :

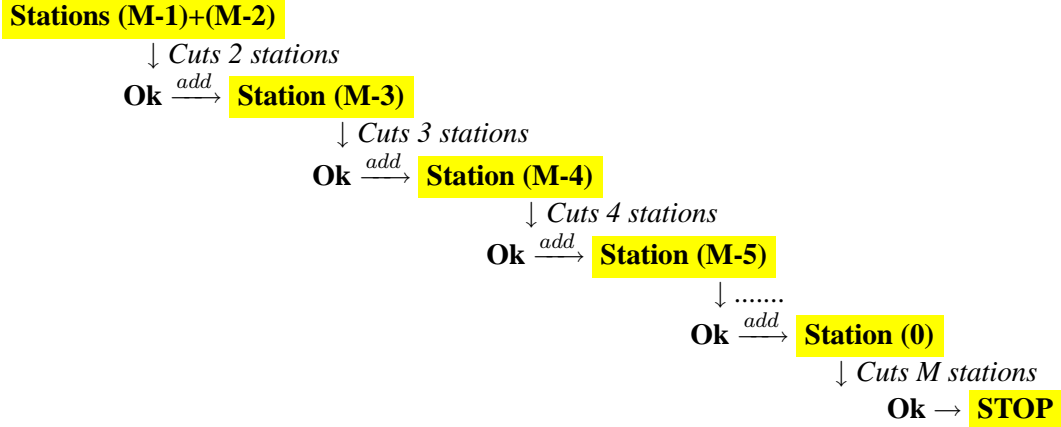
- generation of a representative sample of tracks (~ 100000);
- building up of the covariance matrices A and B ;
- extraction of the corresponding eigenvalues and eigenvectors;
- computation of the distribution of the different ξ_j^2 variables normalized by the corresponding eigenvalue λ_j , which will provide a selection criteria between true and false tracks;
- determination of threshold values $(\frac{\xi_j^2}{\lambda_j})^{\text{cut}}$ from these distributions. They correspond to a given amount of the integral of the distribution.

In the track reconstruction procedure, a track candidate is represented by a set of impacts of a given plane combination. The different $\frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$ values associated to the corresponding eigenvalues of the plane combination are computed. They are compared to the corresponding threshold values $(\frac{\xi_j^2}{\lambda_j})^{\text{cut}}$. If they are lower for all the eigenvalues of the plane combination, the track is kept otherwise it is rejected.

2. Algorithm

Individual planes of the telescope can be grouped in stations in order to reduce the number of plane combinations and the size of the corresponding matrices.

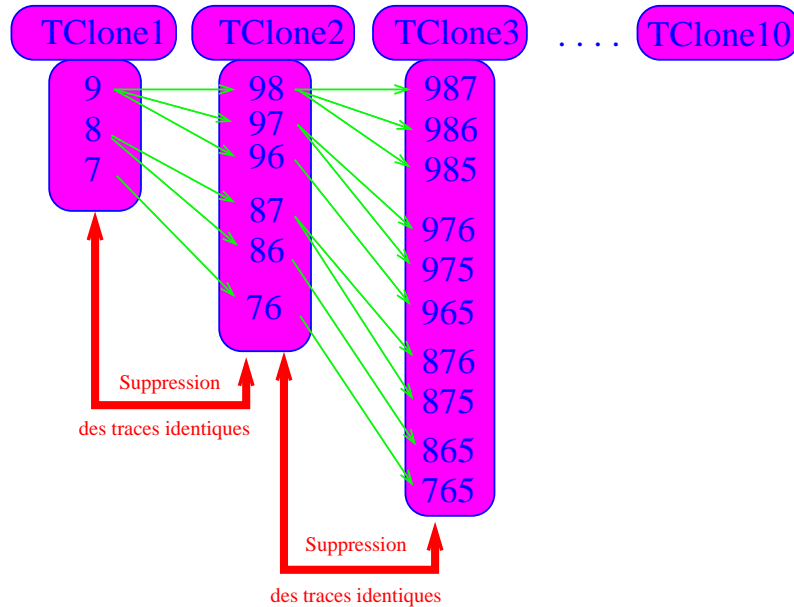
The track recognition algorithm consists first to take hits of two stations, to compute the $\frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$ values and to compare them to the corresponding $(\frac{\xi_j^2}{\lambda_j})^{cut}$. Each surviving track is extended by considering all the impacts of the following station. Again the $\frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$ values are computed and compared to the threshold values. Accepted tracks are in turn checked for possible extension with the hits of the next station, etc... Therefore the track finding procedure follows the following scheme :



This method avoid to try all possible impact combinations (N^M). If the selection criteria is fully efficient, the PCA reconstruction method result in $M \times N^2$ combinations. This represent a gain factor of $\frac{1}{M} N^{M-2}$ which for $M=N=10$ gives 10^7 . Therefore, it will reduce considerably the computation time.

For full tracks, only $(M-1)$ matrices $\times 2$ (x and y) are needed. In order to take into account missing stations we have to construct $2^M - (M + 1)$ matrices (i.e. 1013 matrices for $M=10$ stations (x and y)). Order of the stations can be easily changed.

All tracks are stored in TCloneArray (cf. ROOT) according to the track length (in station number). For exemple a track with three stations will be stored in TCloneArray[3]. Considering $M=10$ stations and at most two missing stations, the track classification procedure is the following :



Tracks which are similar in two successive TClonesArray are removed in the lower TCloneArray. Track candidates with at least three hits are fitted and the χ^2 probability computed. If it is lower than a given value, the track is removed. In addition, it is checked that the track originates from the target region, otherwise it is rejected.

At the end of the track recognition procedure, tracks with at most n missing stations stored in TClone[10- n] to TClone[10] are dumped in a final TCloneArray.

Tracks of the final TCloneArray are then compared. Two tracks sharing identical hits and having in a given station impacts in different planes are merged. This procedure allows to get tracks with hits from stations to tracks with hits from planes.

IV. Microstrip vertex telescope

The PCA method has been applied to the proton run of May-June 2002. The vertex telescope is made of 18 microstrip planes complemented with a four chip pixel plane placed inside the PT7 magnet (2.5T). The “na60setup2002Id.dat” file [2] was used as setup description. The two complementary microstrip planes separated by a few millimeters have been grouped in stations. Therefore the total number of stations is ten. Stations are numbered from 0 to 9. Station 0 is the nearest one of the target region.

1. Generation

Training of the PCA method has been done with the na60py_pPbPsi.root file which is a superposition of J/ψ (from Pythia) and Minimum Bias (from Venus) events from p+Pb collisions. The generated events are tracked through the detector using GEANT3 and the hits in the different active detection planes digitized. Clusterization of the hits is also performed. From this generation the different correlation matrices are computed and the associated eigenvalues and eigenvectors obtained. Then, for each generated track the different (x_i, y_i) coordinates set is transformed to the ξ coordinates. The $\frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$ distributions for full tracks giving a hit in each of the ten stations are shown in Fig. B.1 for the x coordinate and for several eigenvalues labeled from 0 to 9, i.e. from the highest to the lowest eigenvalue. From such distributions, the threshold values $(\frac{\xi_j^2}{\lambda_j})^{cut}$ are obtained. On the same figure $\frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$ distributions associated to false tracks have been also plotted. False tracks are obtained from true tracks in the following way : for a given track the coordinates in each plane has been replaced by the coordinates of another track chosen randomly in the same event. Similar distributions for 2 stations are shown in Fig. B.2 where in addition the distributions have been also plotted for the y coordinates.

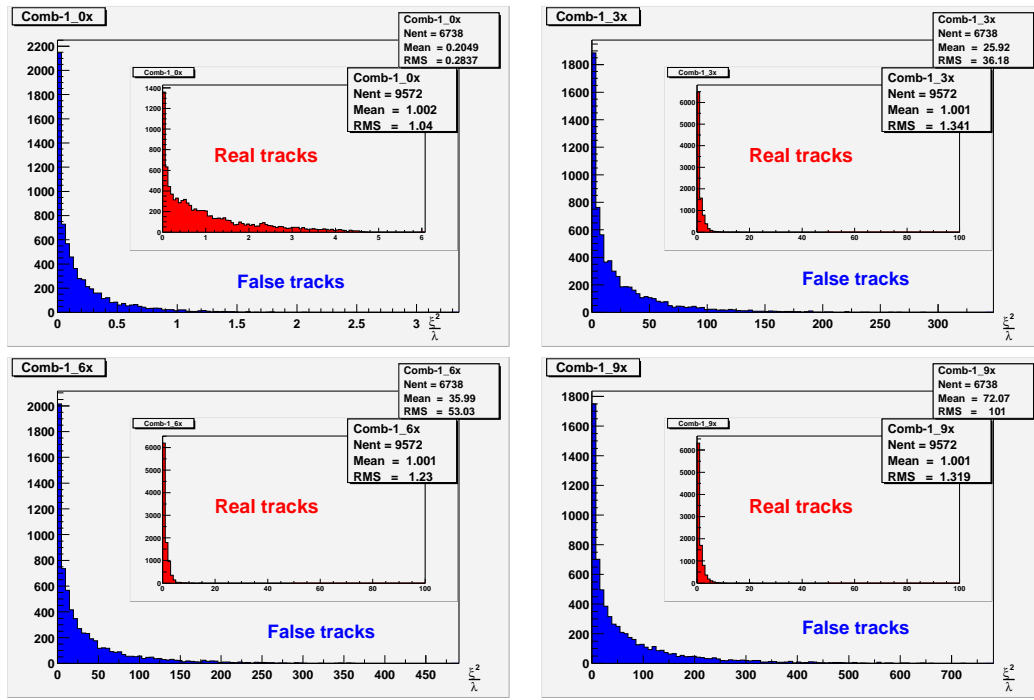


Figure B.1 : $\frac{\xi^2}{\lambda}$ distributions for complete (ten stations) false tracks and different eigenvalues (0, 3, 6 and 9). Inset shows the same distributions for true tracks.

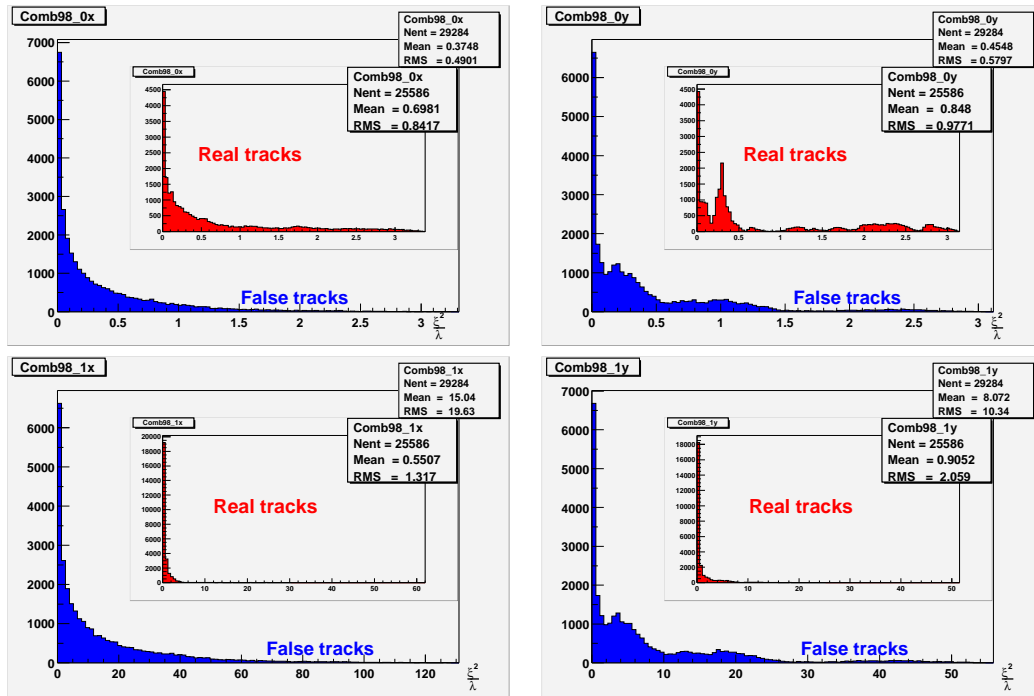


Figure B.2 : $\frac{\xi^2}{\lambda}$ distributions for 2 stations (9 and 8) and for false tracks. Inset shows the same distributions for true tracks. Histograms on the right are for x coordinates and on the left for y coordinates.

One can see that the mean values of the distributions are in general higher for the false tracks than for the true ones. This means that false tracks with $\frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$ values higher than $(\frac{\xi_j^2}{\lambda_j})^{cut}$ determined from the true tracks distributions can be rejected. This rejection is higher for the lowest eigenvalues (corresponding to the high values of λ_j). For 10 stations, fakes rejection amounts to $\sim 60\%$ for λ_9 and no rejection at all for λ_0 and λ_1 . However for tracks with 2 stations rejection amounts at most to $\sim 20\%$ for λ_1 with no rejection for λ_0 . Therefore the rejection power at the beginning of the track finding procedure is not very good, meaning that a significant amount of fake tracks will be kept and rejected only at a later stage.

2. Track Finding

From the hits coordinates of the different stations, the track finding procedure is done as described in III.2. The reconstruction procedure allows to start from any station and in any order. In order to speed up the track recognition process, a preselection on the track candidate has been done to avoid making all possible hit combinations. We test that in the non deflecting plane (x - z) the x projection of the different hits lie on a line pointing roughly to the target region. If the track candidate survive this test, its $\frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$ values are computed and checked against the threshold value. In addition, surviving tracks with at least three points are fitted. Those with a χ^2 probability lower than 0.02 are rejected.

Table B.1 gather results on the reconstruction of 50 events for different arrangements of the stations. It corresponds to a mean multiplicity of ~ 31 . These results concern only full tracks which have given impacts in each station.

station configuration	ϵ_{full} (%)	ϵ_{tot} (%)	time/evt (s)
9 4 7 2 8 3 5 1 6 0	63	91	0.8
9 4 6 1 5 3 8 2 7 0	54	83	0.5
8 4 7 2 9 3 5 1 6 0	70	90	1.1
0 4 1 5 2 6 3 7 9 8	70	87	3.7
4 9 3 2 8 5 7 1 6 0	61	85	0.5
2 9 4 8 6 5 7 1 3 0	49	81	1.1

Table B.1 : Reconstruction efficiencies and timings for different station configurations

ϵ_{full} is the efficiency to recover full tracks and ϵ_{tot} is also the efficiency for full tracks but includes those which are partially recovered. The timings achieved per event are indicated for a AMD ATHLON XP1700 processor (1.47 GHz). Better efficiency ($\sim 90\%$) is achieved when starting track recognition with the farthest stations (9 or 8) and the pixel station (4). Compromise between efficiency and time leads to prefer the first station configuration of table B.1.

A study of the performance of the PCA method as a function of the event multiplicity has been done for complete tracks with hit in each station. Event multiplicity refers here to the number of generated tracks, which give at least one hit in the vertex telescope. The track reconstruction efficiency is plotted in Fig. B.3 as a function of the track multiplicity. It decreases linearly with the event multiplicity. The efficiency is higher than 90 % for multiplicity lower than ~ 25 and decreases to $\sim 70\%$ for multiplicity ~ 100 .

Fig B.4 shows the number of false tracks per generated track as a function of the event multiplicity for full tracks. It increases from 0.1 for multiplicity ~ 10 to ~ 0.8 for multiplicity ~ 100 .

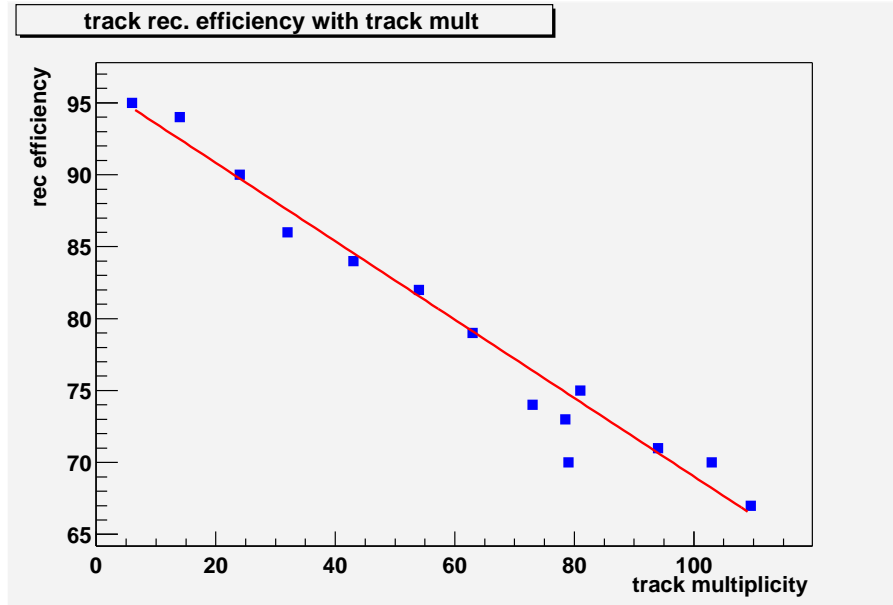


Figure B.3 : *Track reconstruction efficiency versus track multiplicity for full tracks*

In table B.2 we compare for a given event the timings of the PCA and the standard “Brute Force” (BF) reconstruction methods of the na60root program [2].

Multiplicity	14	30	54	81	98
PCA time (s)	0.1	0.15	1.3	1.8	2.3
BF time (s)	0.05	0.1	0.3	0.4	0.5

Table B.2 : *Timings versus multiplicity for the PCA and BF reconstruction methods.*

It can be seen that when the multiplicity increases by a factor seven, the PCA reconstruction time increases by a factor ~ 20 . With the BF reconstruction method we get a factor of ten. The BF method is faster than the PCA method by a factor of 2-3 for multiplicity lower than ~ 50 and by a factor of ~ 5 for multiplicity ~ 100 .

Clearly the PCA method is not well adapted to a microstrip vertex telescope. This originates from the large area covered by the strips (some of them are several cm long) which make difficult the selection between true and false tracks.

V. Pixel vertex telescope

The pixel vertex telescope setup used is the file “na60setup_ion.dat” [2]. It consists of 14 planes. The six planes closest to the target are made of 4-pixel chips while the other eight planes are made of 8-pixel chips grouped in four logical stations. Therefore the total number of stations is ten. They are numbered from 0 to 9, station 0 being the closest one to the target.

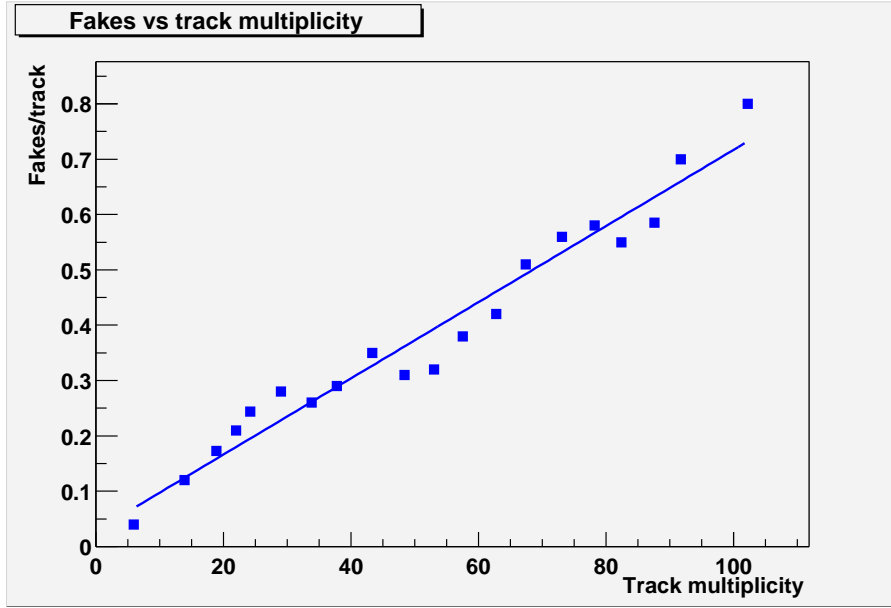


Figure B.4 : Fake tracks per generated track versus track multiplicity

1. Generation

Again, training of the PCA method has been done with a superposition of J/ψ (from Pythia) and Minimum Bias (from Venus) event generation of a proton collision on a Pb target. It allows to compute the different correlation matrices and their associated eigenvalues and eigenvectors.

The $\frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$ distributions corresponding to full tracks (ten stations) are shown in Fig. B.5 for the x coordinates and for several eigenvalues. In addition, $\frac{\xi_j^2}{\lambda_j}$ distributions associated to false tracks have been also plotted. Similar distributions for 2 stations are shown in Fig. B.6 for x and y coordinates.

The $(\frac{\xi_j^2}{\lambda_j})^{cut}$ threshold values are obtained from the true tracks histograms. As already seen in paragraph IV.1 the mean values $\langle \frac{\xi_j^2}{\lambda_j} \rangle$ are higher for false tracks than for true tracks. The rejection power for the pixel setup is higher than for the strip setup. For ten stations and for the x coordinates, fakes are rejected to a level of $\sim 99\%$ for eigenvalue λ_9 , $\sim 98\%$ for λ_8 , λ_7 and λ_6 , $\sim 94\%$ for λ_4 , $\sim 88\%$ for λ_3 , $\sim 80\%$ for λ_2 with no rejection for λ_1 and λ_0 . The fact that rejection is associated mainly to the lowest eigenvalues is related to a property of the PCA method [1] mentioned in paragraph II, which states that only ξ variables associated with the largest eigenvalues are significant for the track description, i.e. contains most of the information of the initial data.

For two stations (9 and 8) fakes rejection for λ_1 is $\sim 60\%$ for the x coordinates and $\sim 75\%$ for the y coordinates (no rejection for λ_0). It can be seen that the rejection power at the beginning of the pattern recognition procedure is higher than for the strip setup. Only a few number of tracks are kept, therefore speeding up the whole track finding procedure.

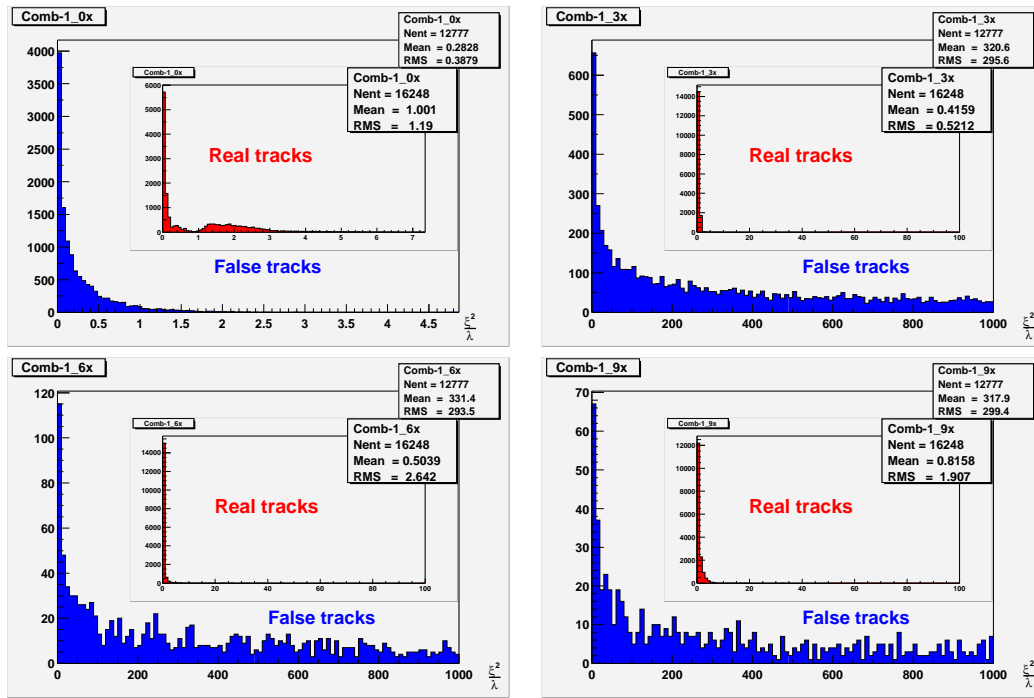


Figure B.5 : $\frac{\xi^2}{\lambda}$ distributions for complete (ten stations) false tracks and different eigenvalues (0, 3, 6 and 9). Inset shows the same distributions for true tracks.

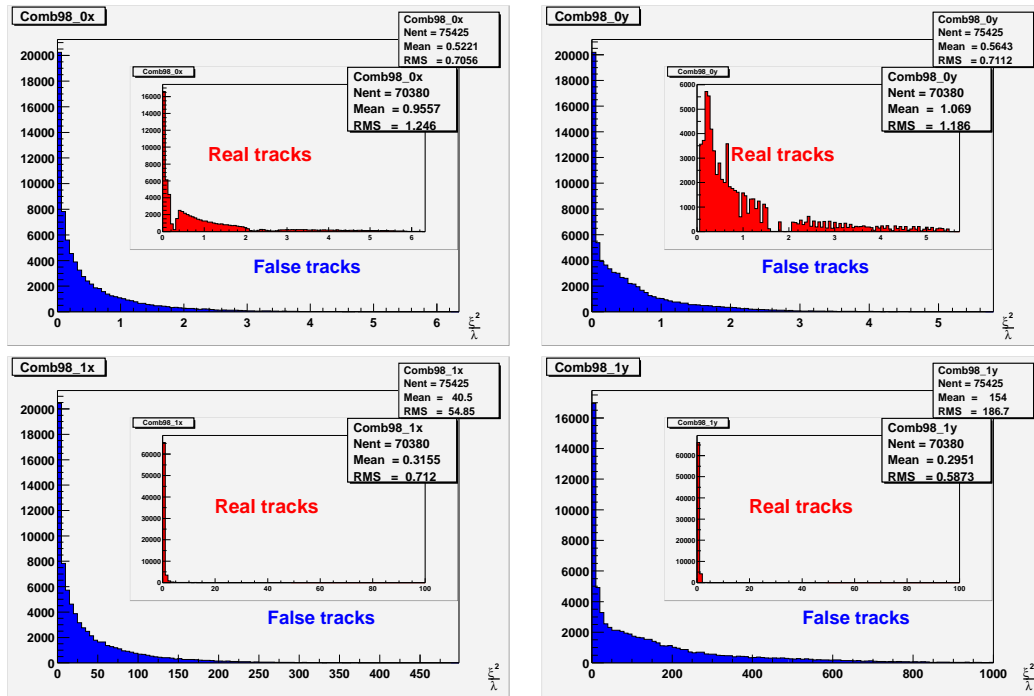


Figure B.6 : $\frac{\xi^2}{\lambda}$ distributions for 2 stations (9 and 8) and for false tracks. Inset shows the same distributions for true tracks. Histograms on the right are for x coordinates and on the left for y coordinates.

2. Track Finding

A similar track reconstruction procedure as described in paragraph IV.2 has been applied to the pixel setup. However, only one station configuration has been studied i.e. 9 8 7 6 5 4 3 2 1 0. Changing the station order does not really improve the performance of the pattern recognition as the rejection power of the different 2-planes configurations is similar. A cut of $1E-3$ on the track χ^2 probability has been applied.

The reconstruction efficiency for full tracks as a function of the track multiplicity is plotted in Fig. B.7. High track multiplicity values are obtained by superposition of several p+Pb events.

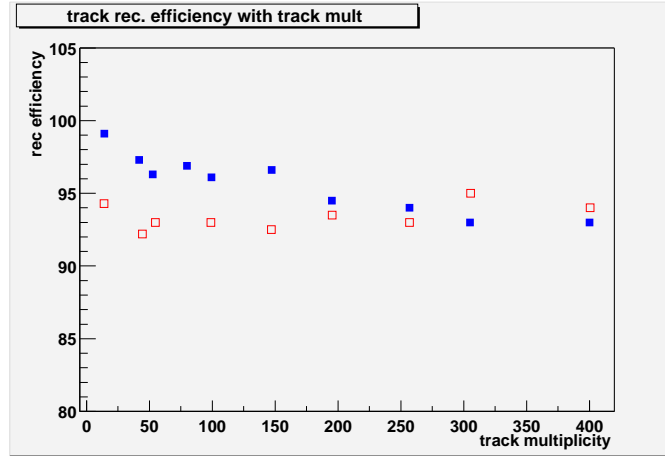


Figure B.7 : Track reconstruction efficiency versus track multiplicity for full tracks. Full square : PCA method and open square : BF method.

The reconstruction efficiency includes also tracks which have been partially retrieved. One can see that the efficiency is good, decreasing slowly when increasing track multiplicity and reaching $\sim 93\%$ for 400 tracks. On the same figure results from BF method are also shown. Below a multiplicity of ~ 200 tracks per event the PCA method seems to give a better reconstruction efficiency.

The number of fake tracks per generated track as a function of the track multiplicity is given in Fig. B.8 for complete tracks. It increases slowly from 0 for multiplicity < 50 to 0.1 for multiplicity ~ 350 .

Fig. B.9 shows the timings as a function of the track multiplicity for complete tracks. The time per event quoted is for a 450 MHz processor. It can be seen that the time/evt increases exponentially with multiplicity. Comparison with BF method is also shown : the time/evt is comparable for multiplicity lower than ~ 200 but is clearly shorter for higher multiplicity events, i.e. by a factor of ~ 3 for multiplicity ~ 400 .

In Fig. B.10 the reconstruction efficiency for incomplete tracks has been plotted as a function on the number of missing planes. For a given number of missing planes n , up to n consecutive missing planes are allowed. A general decrease of the efficiency with the number of missing planes is observed. This decrease is higher for large multiplicities. For example, for six missing planes the efficiency drops from $\sim 94\%$ for a mean multiplicity value of 18.6 to $\sim 82\%$ for a multiplicity of 130 tracks. This low efficiency value can be a problem for short tracks identification.

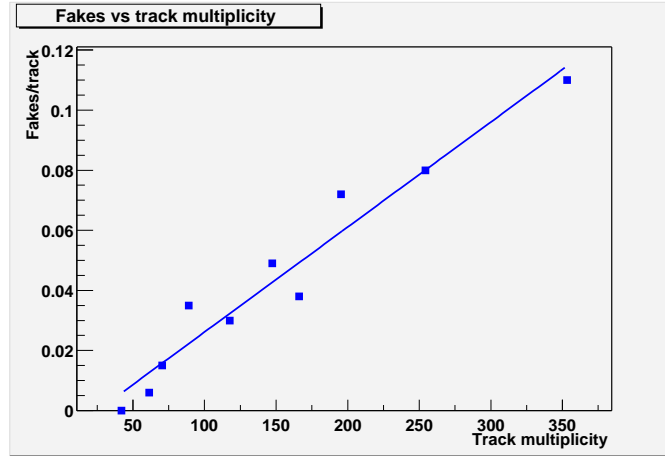


Figure B.8 : Fake tracks per generated track versus track multiplicity.

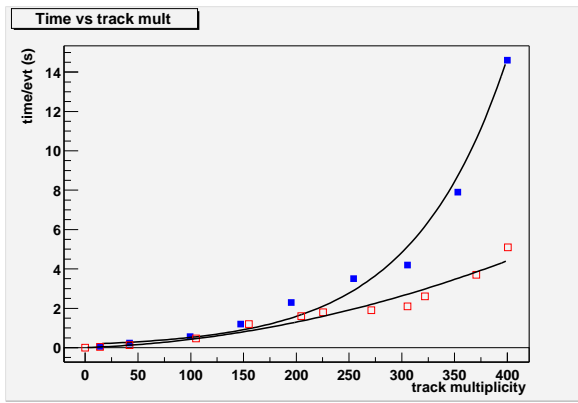


Figure B.9 : Time per event as a function of multiplicity for full tracks. Full square : PCA method, open square : BF method.

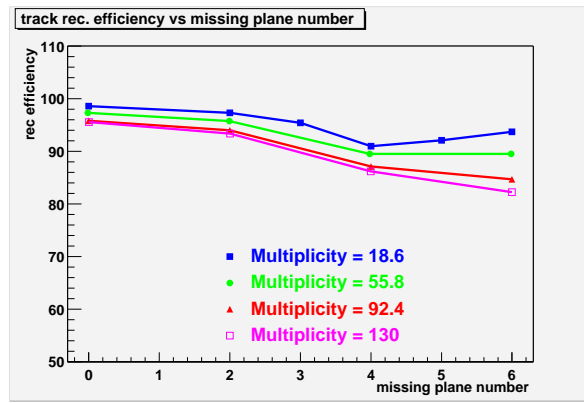


Figure B.10 : Track reconstruction efficiency versus missing plane number for different track multiplicities.

VI. October 2002 data reconstruction

The PCA method has been applied to data reconstruction of the 30 GeV Pb-Pb run of October 2002. The vertex telescope consists of three four-chip pixel planes placed in the PT7 dipole operated without any magnetic field. Three lead targets of 1.5, 1.0 and 0.5 mm thickness respectively and placed at 2.4 cm from each other are exposed to the incident beam. The setup used is fully described in the file “na60setupOct2002.dat”.

1. Simulation

As in chapter B.4 training of the PCA method has been done with a superposition of J/ψ (from Pythia) and Minimum Bias (from Venus) event generation of a proton collision on a Pb target. It allows to determine the different $(\frac{\xi_j^2}{\lambda_j})^{cut}$ of the plane combinations.

Reconstruction of the generated tracks has been done with a cut of $5E-2$ on the track χ^2 probability. The reconstruction efficiency as a function of the track multiplicity is plotted in Fig. B.11. The number of fake tracks per generated track as a function of the track multiplicity is given in Fig. B.12 for complete tracks.

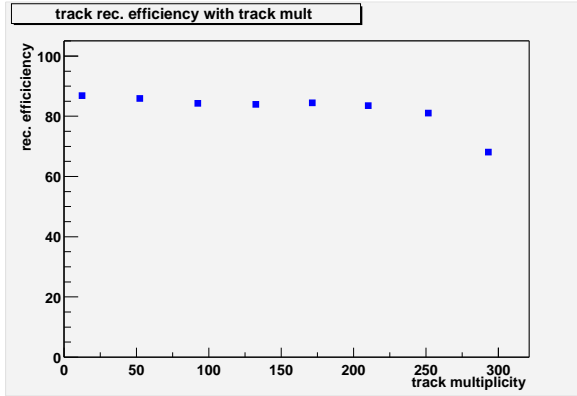


Figure B.11 : Track reconstruction efficiency versus track multiplicity.

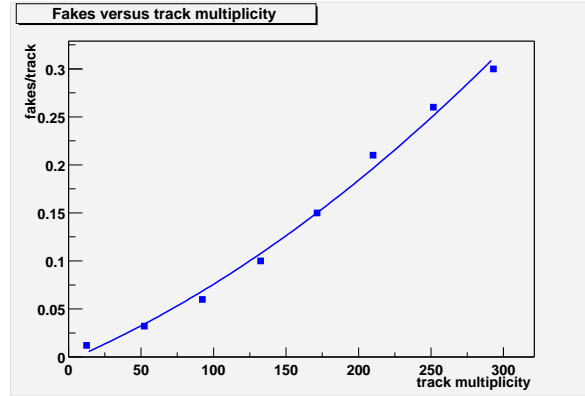


Figure B.12 : Fake tracks per generated track versus track multiplicity.

2. Data reconstruction

The “gdc1-run_3424_001.raw” (~ 89300 events) file has been reconstructed with the PCA method using the RecOct2002Prod.C macro. The standard BF vertex reconstruction has been replaced by the PCA one. The PCA track list has been converted to BF format. Results are compared with the standard reconstruction method. Tracks with a χ^2 value greater than 3 have been rejected during reconstruction in both methods. The reconstruction time per event is ~ 0.35 s for PCA and ~ 0.13 s for BF method (450 MHz processor).

Reconstructed data are processed with a selection on the number of tracks in the vertex telescope (≥ 7) and also on their quality (< 200). The number of tracks per event and the number of tracks per vertex are plotted in Fig. B.13 for PCA and BF methods. They look similar with a slightly greater mean number of tracks for the PCA method.

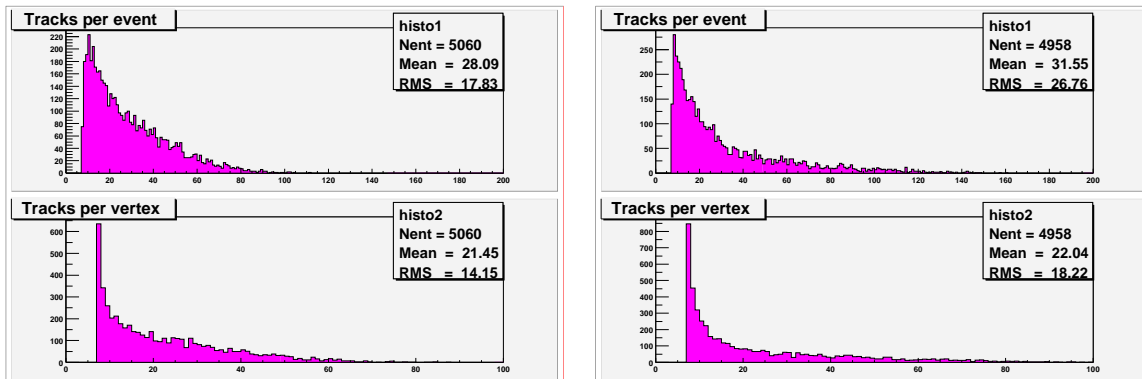


Figure B.13 : Number of tracks per event (upper) and per vertex (lower) for BF (left) and PCA (right) reconstruction methods.

Fig. B.14 compare vertex profiles in the transverse (x, y) and longitudinal (z) directions for both methods. The transverse profiles look very similar. In the z direction, the three Pb targets are clearly recognized with a relative intensity corresponding to their respective thickness. One can notice however that the number of interactions on the beam tracker sensor is greater in the BF method. This might be related to the PCA simulation which does not take into account such kind of interactions.

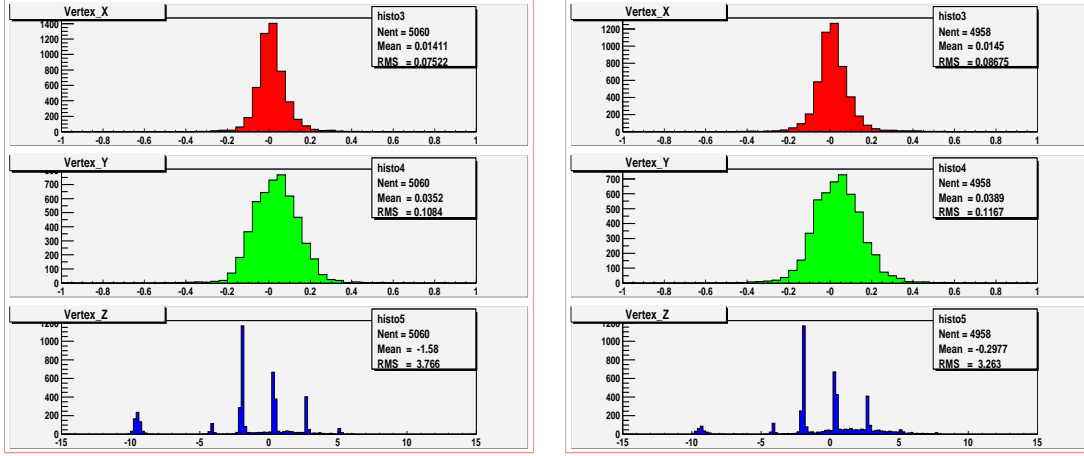


Figure B.14 : Vertex profiles in transverse x (upper), y (middle) and longitudinal z (lower) directions for BF (left) and PCA (right) reconstruction methods.

VII. Summary

Performances of a tracking method based on the principal component analysis has been presented for two setups of the NA60 vertex telescope. It has been shown that such a method is not well adapted to track recognition for a microstrip vertex telescope, because the size of the microstrips prevents from a good discrimination between true and false tracks. This method give better results for a pixel vertex telescope. Comparison with the standard “Brute Force” pattern recognition method of the NA60 offline software shows similar results for reconstruction efficiency and timing for low and medium multiplicity events. However for multiplicity higher than ~ 200 tracks the standard BF method is faster than the PCA method.

The method has also been applied to data reconstruction of October 2002 Pb-Pb run. It gives satisfactory results. However it is slower by a factor ~ 2.5 than the BF method.

References

- [1] H. Wind, CERN-EP Internal Report 81-12.
- [2] na60root, NA60 offline analysis software.